

1921.

JAN 25 1922

No. 20.

ANNALEN
DER
PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 66. Heft 4.

DER GANZEN REIHE 371. BANDES 4. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

DÖRRIENSTRASSE 16.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Im Jahre 1921 erscheinen Bd. 64, 65 und 66 à 8 Hefte. Preis von Bd. 66 M. 60.—.

Nach dem Ausland mit Valuta-Aufschlag.

Ausgegeben am 20. Dezember 1921.

Inhalt.

	Seite
1. W. Wien. Über Messungen der Leuchtdauer der Atome und die Dämpfung der Spektrallinien. II	229
2. Gustav Mie. Über die Abklingung der Lichtemission eines Atoms	237
3. E. Everling und A. Wigand. Spannungsgefälle und vertikaler Leitungsstrom in der freien Atmosphäre, nach Messungen bei Hochfahrten im Freiballon	261
4. M. v. Laue. Erwiderung auf Hrn. Lenards Vorbemerkungen zur Soldnerschen Arbeit von 1801	283
5. R. Götze. Liniengruppen und innere Quanten	285

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr **Geh. Hofrat Prof. W. Wien** übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **München, Leopoldstraße 91.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten **Abhandlungen** oder **Übersetzung** derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „**Fortschritten der Physik**“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 66.

1. *Über Messungen der Leuchtdauer der Atome und die Dämpfung der Spektrallinien. II;* *von W. Wien.*

Die Dauer des Abklingens des Leuchtvorgangs war von mir an den in Kanalstrahlen bewegten Atomen des Wasserstoffs und Sauerstoffs gemessen und hatte zu dem Ergebnis geführt, daß die Abklingungskonstante bei allen gemessenen Linien des Wasserstoffs und Sauerstoffs nahe den gleichen Wert hat und zwar den, der sich aus der klassischen Elektronentheorie für die Dämpfung eines schwingenden Elektrons von der Schwingungszahl der Wasserstofflinie H_α ergibt.

Ich habe nun versucht, meine damaligen Messungen nach verschiedenen Richtungen hin zu ergänzen.

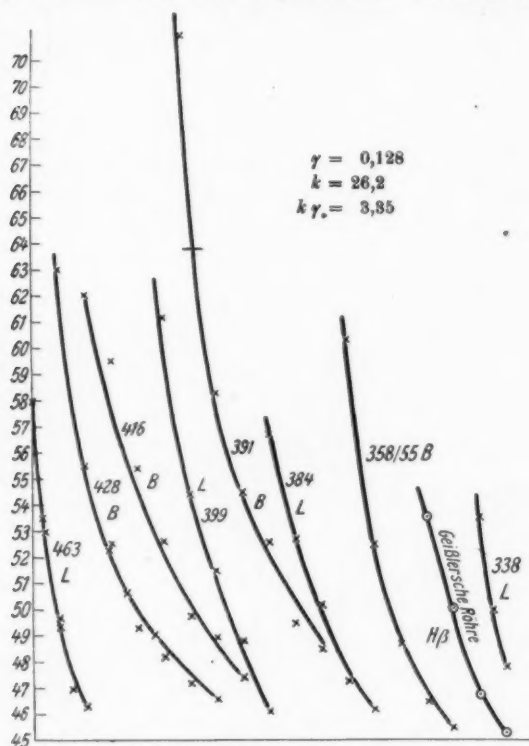
Versuche, die Abklingung noch für andere Spektrallinien zu messen, gelangen nur noch für Stickstoff. Die von mir angewandte Methode dürfte zunächst nur für Gase anwendbar sein, da sich bei Dämpfen Kanalstrahlen von genügender Regelmäßigkeit für so lange Beobachtungsdauern, wie sie infolge der geringen Lichtstärke erforderlich sind, kaum herstellen lassen. Aber auch bei Gasen ist nur dann Aussicht auf Erfolg vorhanden, wenn die bewegten Atome genügend Licht aussenden. Das ist, wie bekannt, bei den Edelgasen nicht der Fall und deshalb war es mir auch trotz langer Bemühungen nicht möglich bei Argon, das aus käuflichem Gas rein dargestellt wurde, eine brauchbare Messung der Dämpfung auszuführen. Hier überwiegt die Intensität des Leuchtens der ruhenden Gasteilchen so sehr, daß diese auch bei wesentlich verringertem Druck fast ebenso stark ist, wie das Leuchten der in das Gas eintretenden bewegten Atome.

Dagegen gelang es bei Stickstoff ähnliche Messungen wie bei Sauerstoff auszuführen.

Abklingen des Leuchtens von Stickstoff.

Die Versuche mit Stickstoff wurden mit demselben Apparat und der gleichen Methode ausgeführt, die in der ersten Mitteilung beschrieben wurde.

Bei den photographischen Aufnahmen zeigten sich nun nicht nur an den Stellen der Stickstofflinien die stark abnehmenden Schwärzungen, sondern auch dort, wo die Kanten der negativen Bandenspektren liegen mußten. Die Schwärzungs-

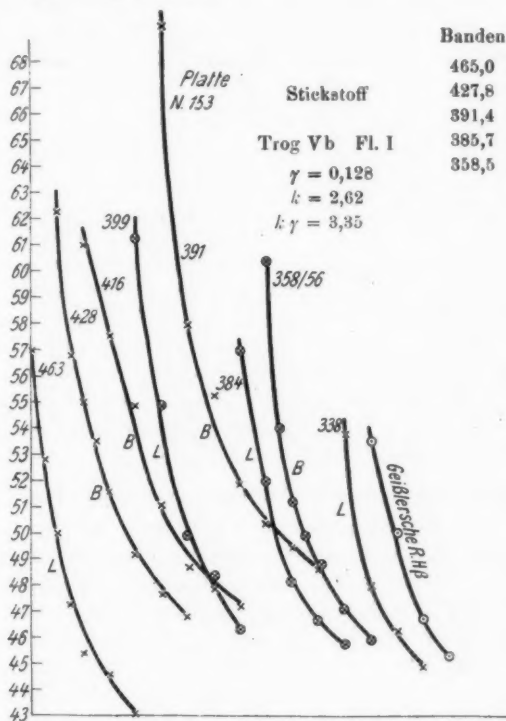


Die Stickstofflinien sind mit L, die Banden mit B bezeichnet.

Fig. 1.

kurven solcher Aufnahmen zeigt Fig. 1 u. 1a. Während jedoch bei Wasserstoff wie bei Sauerstoff die Schwärzungskurven alle nahe gleich steil abfallen, ist dies bei Stickstoff nicht der Fall. Und zwar sind auf gleiche Schwärzung bezogen, wie man sieht, die Kurven, die den Stickstofflinien $463 \mu\text{m}$,

399,5 $\mu\mu$, 384 $\mu\mu$ und 338 $\mu\mu$ entsprechen, steiler als die den Banden 428 $\mu\mu$, 416 $\mu\mu$, 391 $\mu\mu$ zukommen. Nur die Schwärzungskurve, die der Bande 358/56 $\mu\mu$ entspricht, ist ebenso steil wie die der Linien. Vier andere ausgemessene Platten gaben genau dieselben Ergebnisse.



Die Stickstofflinien sind mit L, die Banden mit B bezeichnet.

Fig. 1a.

Als die Beobachtungen ausgeführt wurden, war es noch nicht bekannt, daß bei den Banden des Stickstoffs überhaupt ein Leuchten der bewegten Teile vorkommt. Inzwischen ist aber von H. Rau¹⁾ die Dopplerverschiebung bei den nega-

1) H. Rau, Vortrag auf der Physikertagung in Jena 1921.

tiven Stickstoffbanden entdeckt worden. Man kann es wohl als sicher annehmen, daß das Bandenspektrum dem Molekül zuzuschreiben ist und aus den Beobachtungen von Rau geht mit großer Wahrscheinlichkeit hervor, daß die Dopplerverschiebung beim Bandenspektrum des Stickstoffs in demselben Verhältnis kleiner ist, als die Verschiebung bei den Linien, als das Molekül vermöge seiner doppelt so großen Masse im beschleunigenden Kathodenfall geringere Geschwindigkeit erreicht als das Atom, also im Verhältnis $1:\sqrt{2}$.

Nun ist die Dämpfungskonstante $2a = k\gamma v$ (vgl. S. 605 der ersten Mitteilung). Die Konstante $k\gamma$ ergibt sich aus den Schwärzungskurven ungefähr im Verhältnis $1:\sqrt{2}$ bei den Banden kleiner als bei den Linien. Da nun auch v in demselben Verhältnis kleiner ist, so ist die Dämpfungskonstante bei den Stickstoffbanden nahe im Verhältnis $1:2$ kleiner als bei den Stickstofflinien, während die letzteren nahe die gleiche Abklingkonstante zeigen wie die Sauerstoff- und Wasserstofflinien.

Obwohl diese Messungsergebnisse keinen hohen Anspruch auf Genauigkeit machen können, so dürfte es doch von Interesse sein, daß sich nur bei den Banden- und Linienspektren ein Unterschied in der Abklingung gezeigt hat, wenn auch noch die Ausnahmestellung von $358/55\mu\mu$ nicht geklärt ist.

Neue Messungen der Abklingung von H_β und H_γ .

Im Anschluß an meine erste Mitteilung hat Hr. G. Mie eine Theorie des Abklingungsvorgangs auf Grund der Bohrschen Vorstellungen ausgearbeitet, die in der folgenden Abhandlung S. 237 mitgeteilt ist. Während mir die Übereinstimmung zwischen der gemessenen Abklingungskonstanten und dem aus der Elektronentheorie sich ergebenden Wert für H_α den Hinweis zu geben schien, daß der Vorstellung der klassischen Theorie auch noch bei der Aussendung der Spektrallinien eine Bedeutung zukommt, hat sich Hr. Mie enger an die Bohrschen Theorie angeschlossen und versucht auf den Mechanismus der Lichterregung näher einzugehen. Vom Standpunkte der Böhrschen Theorie wird man die Mieschen Betrachtungen nicht anders denn als folgerichtig bezeichnen können, wenn auch bei ihnen der Dämpfungskonstante eine mehr sekundäre Bedeutung zukommt als in der klassischen Elektronentheorie.

Die Miesche Theorie ergibt, daß die aus dem Spalt in das hohe Vakuum austretenden Wasserstoffatome nicht sogleich mit der vollen Stärke zu leuchten beginnen. Erst nach einer gewissen Zeit erreichen sie die volle Intensität des Leuchtens und klingen dann allmählich ab. Hieraus geht hervor, daß die Abklingungskurve nicht in ihrem ganzen Verlauf durch eine Exponentialfunktion dargestellt werden kann, daß sie vielmehr zunächst von einer solchen abweichen muß.

Bei meinen ersten Versuchen waren die Beobachtungen absichtlich nicht bis in unmittelbare Nähe des Austrittsspalts geführt, weil dort das ausströmende Gas den Druck erhöhen muß und außerdem das Licht der Kanalstrahlen teilweise durch die Messingscheibe, in welcher der Austrittsspalt eingeschnitten war, abgeblendet wurde. Durch die Überlegungen von Mie wurde ich nun veranlaßt, die Lichtemission bis in die unmittelbare Nähe des Austrittsspalts zu verfolgen. Um das ausführen zu können, mußte die Versuchsanordnung abgeändert werden.

Der Spalt von 3 mm Länge und 0,2 mm Breite ist eine Messingscheibe *S* von 6 mm Durchmesser und 1 mm Dicke geschnitten, die an ein Messingrohr von gleichem Durchmesser und 5 mm Länge gelötet ist (Fig. 2). Die Kanalstrahlen

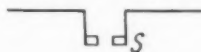


Fig. 2.

fallen in der Figur von oben auf den Spalt und treten dann in das hohe Vakuum. Hier ist die Abblendung durch die Umgebung des Spalts so weit verringert, als das mit den Versuchsbedingungen vereinbar ist.¹⁾ Im übrigen war die Versuchsanordnung die gleiche wie bei den ersten Versuchen. Doch wurden noch folgende Verbesserungen eingeführt. Die keilförmigen Tröge, durch welche das Vergleichslicht ging, um eine durch eine Exponentialfunktion bestimmte Intensitätsabnahme zu erhalten, waren bisher mit Siegellack gekittet worden. Das hatte den Übelstand zur Folge, daß die organischen

1) Da das Öffnungsverhältnis des Spektrographen 1 : 5 war und die Verlängerung der Kollimatorachse mit dem Spalt (Fig. 2) zusammenfiel, so fällt das Licht auch der Kanalstrahlen, die das vom Spektrographen abgewendete Ende des Spalts verlassen, in einer Entfernung von 0,45 mm vom Spalt voll auf die Kollimatorlinse.

Farbstoffe, durch die die absorbierenden Flüssigkeiten hergestellt wurden, den Siegellack allmählich angriffen und sich dabei veränderten. Es mußten daher die Flüssigkeiten jeden Tag filtriert und das Absorptionsvermögen neu gemessen werden. Diese Unbequemlichkeit wurde durch Verwendung eines Doppeltroges mit diagonal eingesetzter trennender Glasplatte vermieden, bei dem die Kittungen durch die Firma

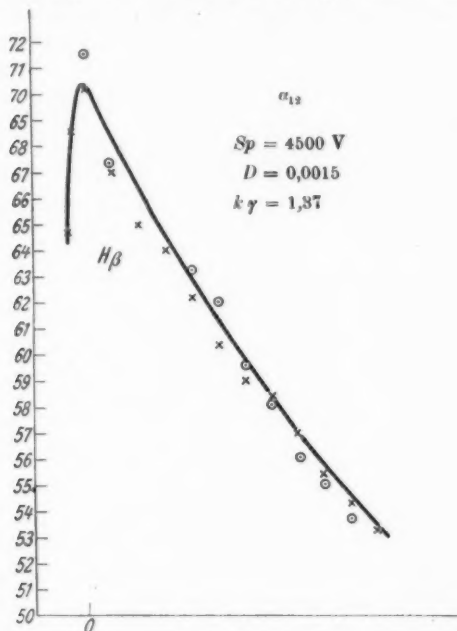


Fig. 3.

Leybold mit dem Leyboldschen Glaskitt vorgenommen waren. Der Keilwinkel der absorbierenden Flüssigkeit war $\arctg \gamma = \arctg 0,0658$. Die zum Vergleich dienende Geißler'sche Röhre wurde mit einem Gasunterbrecher betrieben und mit einem sehr großen Glasgefäß verbunden, so daß sich der Wasserstoff in ihr sehr lange rein hielt.

Die Ergebnisse der Beobachtungen, bei denen nur solche Kurven der Schwärzungen verwertet wurden, bei denen die

Schwärzungskurven der von dem Licht der Kanalstrahlen erzeugten Spektrallinien mit der Vergleichskurve nahe zusammenfiel, habe ich Hrn. Mie mitgeteilt, der sie in der von ihm in seiner Abhandlung beschriebenen Weise verwertet hat. Nur je eine Kurve für H_β und H_γ sei hier als Beispiel angeführt. Wieder sind die Punkte \times die Schwärzungen durch die zu messende Spektrallinie, \odot die Punkte der Vergleichskurve. Die Lage der Austrittsstelle der Strahlen aus dem Spalt ist mit 0 bezeichnet.

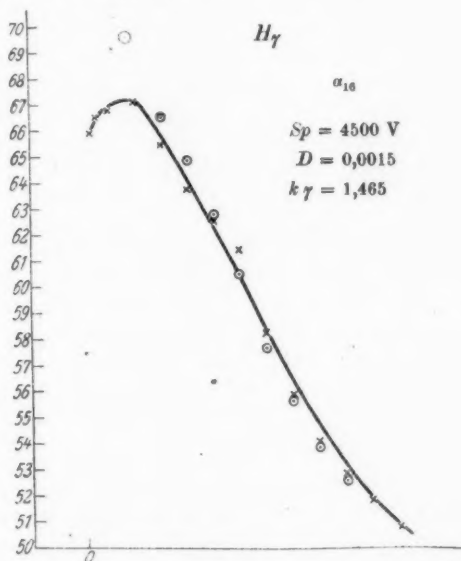


Fig. 4.

Die den einzelnen Beobachtungsreihen entsprechenden Zahlen sind in Tab. I gegeben.

Wünschenswert wäre die Ausdehnung der Messungen auf H_α gewesen. Allein die bisher gebrauchte 40 plattige Influenzmaschine versagte infolge des andauernden Gebrauchs den Dienst und es mußte mit einer 20 plattigen Leunerschen Maschine gearbeitet werden, deren Leistung für die Beobachtung von H_α nicht ausreichte. Diese Lücke muß später ausgefüllt werden.

Tabelle I.

Platte	γ	k	$k\gamma$	Spannung Volt	Druck mm Hg
H_{β}					
a_2	0,0658	21,0	1,38	4500	0,0015
a_3	0,0658	21,0	1,38	4500	0,0015
a_5	0,0658	21,0	1,38	4500	0,0015
a_6	0,0658	21,0	1,38	4500	0,0015
a_7	0,0658	21,0	1,38	4500	0,0015
a_{12}	0,0658	20,80	1,37	4500	0,0015
a_{18}	0,0658	20,80	1,37	4500	0,0015
H_{γ}					
a_5	0,0658	21,0	1,38	4500	0,0015
a_7	0,0658	22,3	1,465	4500	0,0015
a_{15}	0,0658	22,3	1,465	4500	0,0015
a_{16}	0,0658	22,3	1,465	4500	0,0015
a_{17}	0,0658	22,3	1,465	4500	0,0015
a_{18}	0,0658	22,3	1,465	4500	0,0015

Nach seiner genauen Bearbeitung der Ergebnisse findet Hr. Mie sowohl für H_{β} wie für H_{γ}

$$k\gamma = 1,38$$

für die Konstante der Exponentialfunktion bezogen auf 1 cm der Wegstrecke der Kanalstrahlen. Die Messung der Dopplerverschiebung unter gleichen Bedingungen ergab die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen $v = 3,17 \cdot 10^7$ cm/sec. Hieraus ergibt sich die Abklingungskonstante

$$2a = k\gamma v = 4,35 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

also etwas kleiner als in meiner ersten Mitteilung und auch etwas kleiner als der aus der Elektronentheorie für H_{α} sich ergebende Wert

$$2a = 5,35 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}.$$

München, Oktober 1921.

(Eingegangen 5. Oktober 1921.)

2. Über die Abklingung der Lichtemission eines Atoms; von Gustav Mie.

1. In seiner Arbeit „Über Messungen der Leuchtdauer der Atome und der Dämpfung der Spektrallinien“¹⁾ hat Hr. W. Wien einen Weg eingeschlagen, der möglicherweise zu einer Aufklärung über den bisher so völlig rätselhaften Elementarprozeß der Lichtemission der Atome führt. Leider ist uns bisher noch nicht bekannt, wie lange es durchschnittlich dauert, bis ein Atom, nachdem es erregt worden ist, zu leuchten beginnt, oder, mit anderen Worten, wie lange Zeit ein Elektron auf einer höherquantigen Bahn durchschnittlich verweilt, ehe es beginnt, unter Ausstrahlung von Lichtwellen auf eine Bahn von niedrigerer Quantenzahl überzugehen. Diese Zeitdauer, welche wir als „Verweilzeit“ bezeichnen werden, muß streng von der Zeitdauer des Emissionsprozesses, die wir die „Zeit des Abklingens“ nennen können, unterschieden werden. Einstweilen, ehe weitere experimentelle Daten zur Verweilzeit vorliegen, wollen wir die Resultate der Wienschen Messungen unter der Annahme diskutieren, daß die Verweilzeit im Vergleich zur Abklingungszeit klein sei.

Nehmen wir fürs erste an, die Verweilzeit sei völlig gleich Null, und setzen wir die Lichtstärke eines einzelnen Atoms, welches zur Zeit $t = 0$ gerade zu strahlen beginnt, gleich $f(t)$, dann können wir diese Funktion $f(t)$, die die „Abklingungsfunktion“ des Leuchtprozesses heißen möge, aus den Wienschen Messungen berechnen. Die Austrittsstelle des Kanalstrahls aus der Kapillare werde als Koordinatenanfang genommen, es sei x die Länge des Kanalstrahls von der Austrittsstelle an, bis zu einer Stelle, wo die Helligkeit des Kanalstrahlenlichtes als I gemessen worden ist. In $x = 0$ sei die Helligkeit I_0 . Die Wienschen Messungen geben natürlich I und I_0 nur relativ, es ist uns also in jedem Punkte x

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 60. S. 597. 1919.

gegeben: I/I_0 . Wir betrachten nun ein kleines Element des Kanalstrahls im Innern der Kapillare, seine Länge sei $d\xi$, sein Abstand von der Austrittsstelle ξ .

Ist ferner v die Geschwindigkeit der Kanalstrahlpartikelchen, so ist die Zeit, welche verstreicht, bis die in dem Element $d\xi$ angeregten Teilchen zum Ausgang der Kapillare gelangen: $t = \xi/v$. Die Zahl der Teilchen, welche beim Durchfliegen des Stückes $d\xi$ angeregt werden, sei mit $n \cdot d\xi$ bezeichnet, wo n eine Konstante ist, die vom Gasdruck und von der Geschwindigkeit v abhängt. Die in $d\xi$ angeregten Teilchen liefern demnach zu der Gesamthelligkeit I_0 an der Austrittsstelle den Beitrag:

$$dI_0 = n \cdot d\xi \cdot f\left(\frac{\xi}{v}\right).$$

Im ganzen bekommen wir so:

$$(1) \quad I_0 = n \cdot \int_{\xi=0}^{\xi=\infty} f\left(\frac{\xi}{v}\right) \cdot d\xi.$$

Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß man die Länge des Kanalstrahls vor dem Passieren der Austrittsstelle als unendlich ansehen kann, das heißt, daß die Zeit $t = \xi/v$ für die Teilchen, die von der Ursprungsstelle des Kanalstrahls kommen, so groß ist, daß sie beim Austritt aus der Kapillare längst aufgehört haben zu leuchten ($f(t) = 0$). Aus den Wienschen Beobachtungen ist zu sehen, daß diese Bedingung erfüllt ist, wenn die Kapillare nur wenige Zentimeter lang ist.

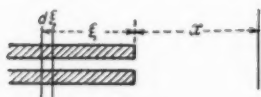


Fig. 1.

Die Zeit, welche verstreicht, bis die in dem Element $d\xi$ angeregten Teilchen an die Stelle x gelangen, ist: $t = (\xi + x)/v$. Wenn nun nach dem Austritt aus der Kapillare keine Atome mehr neu zu

leuchten beginnen, so hat das Kanalstrahlenlicht im Punkte x die Gesamthelligkeit:

$$(2) \quad I = n \int_{\xi=0}^{\xi=\infty} f\left(\frac{\xi + x}{v}\right) \cdot d\xi.$$

Wenn wir setzen $\frac{\xi + x}{v} = t$, so bekommen wir:

$$I_0 - I = n \cdot v \cdot \int_0^{\frac{x}{v}} f(t) \cdot dt.$$

Trägt man die von Wien gemessenen Werte $I_0 - I$ in einem willkürlichen Maßstab als Funktion der Variablen $x/v = t$ ab:

$$(3) \quad I_0 - I = F(t),$$

so bekommt man bis auf einen willkürlichen Faktor C , die gesuchte Funktion $f(t)$ durch Differentiation von $F(t)$:

$$(4) \quad f(t) = C \cdot F'(t).$$

Die Differentiation kann man leicht graphisch ausführen, indem man Tangenten an die Kurve $I_0 - I = F(t)$ legt und die Steigung mißt. Den willkürlichen Faktor C ermittelt man dadurch, daß man die gesamte ausgestrahlte Energie gleich $h \cdot \nu$ setzt:

$$\int_0^{\infty} f(t) \cdot dt = h \cdot \nu.$$

Wählt man also den Maßstab von $I_0 - I$ so, daß der für $t = \infty$ asymptotisch angestrebte Wert gerade gleich $h \cdot \nu$ ist, so bedeutet $F(t)$ die von einem Atom von der Zeit 0 bis t im ganzen ausgestrahlte Energie, und $f(t) \cdot dt$ die Strahlung eines Atoms während des Zeitelementes dt .

2. In seiner ersten Mitteilung¹⁾ kommt Hr. W. Wien zu dem Schluß, daß die von ihm experimentell ermittelte Kanalstrahlenhelligkeit I eine Exponentialfunktion der Zeit sei. Dann müßte natürlich auch $f(t)$ als Ableitung von I eine Exponentialfunktion sein, sagen wir:

$$f(t) = a \cdot e^{-\beta \cdot t}.$$

Das Atom würde in diesem Fall, sobald es zum Leuchten angeregt worden ist, plötzlich mit der großen Lichtstärke a zu strahlen beginnen, dann würde im weiteren Verlauf des Emissionsprozesses die Lichtstärke gemäß einer Exponentialfunktion heruntergehen und schließlich unmerklich klein werden, wenn das Elektron seine Endbahn erreicht hat.

Ein derartiges Verhalten der Abklingungsfunktion wäre jedoch mit den Vorstellungen über Elektronenbewegungen und Lichtemission, die wir N. Bohr verdanken, wohl schwerlich in Einklang zu bringen. Nach diesen Vorstellungen gibt

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 60. S. 626. 1919.

es bestimmte bevorzugte Bahnen, auf denen sich das Elektron bewegt, ohne dabei zu strahlen. Für die *Bewegung* des Elektrons gelten dabei genau die Gesetze der Elektrodynamik und der Mechanik. Allerdings sind diese Bahnen diskrete Bahnen, die durch die bekannten Quantenregeln aus allen sonst denkbaren Bahnen ausgesondert werden. Aber trotzdem lassen sie sich kontinuierlich verändern, wenn man sie beispielsweise in ein sehr langsam kontinuierlich wachsendes elektrisches oder magnetisches Feld hineinbringt. Ja, die experimentell zweifelsfrei bewiesene Tatsache, daß die Atome auf sie auftreffende Wellenstrahlungen diffus ganz nach Art der Körnchen in trüben Medien zerstreuen können, beweist, daß die bevorzugten strahlungsfreien Bahnen auch kontinuierlich in Bahnen mit zunehmender Strahlung übergeführt werden können.

Es scheint mir eine unabweisbare Konsequenz der Theorie zu sein, anzunehmen, daß die Bahnen der Elektronen auch ohne Anwendung von Feldern oder Wellenstrahlungen aus dem Stadium der „bevorzugten“ Bahnen kontinuierlich herausgehen können. Auch in den nicht mehr bevorzugten Bahnen wird man annehmen müssen, daß die Elektronenbewegung den Gesetzen der Elektrodynamik und der Mechanik gehorcht. Der Unterschied ist nur der, daß jetzt Strahlung emittiert wird. Aber diese Strahlungsemission hängt natürlich mit der Elektronenbewegung nicht etwa in der einfachen Weise zusammen, wie es sich die alte „Elektronentheorie“ dachte. Die von dem Atom ausgehenden Wellen haben vielmehr eine gewisse Selbständigkeit, vor allen Dingen ist ihre Schwingungszahl eine ganz andere als die Umlauffrequenz des Elektrons. Es scheint zunächst, als ob diese Forderung dem Verständnis große Schwierigkeit machen müßte, und ich möchte diese Schwierigkeit keineswegs abschwächen. Man bemerkt aber bei genauerem Nachdenken leicht, daß es dieselbe Schwierigkeit ist, welche schon in der Bohrschen Forderung der Strahlungslosigkeit gewisser Bahnen liegt. Genau ebensogut und genau ebensoschlecht, wie man sich Bahnen vorstellen kann, auf denen das Elektron bei seiner Bewegung überhaupt nicht strahlt, kann man sich Bahnen vorstellen, auf denen das Elektron eine Strahlung aussendet, deren Frequenz eine andere ist, als die des Elektronenumlaufs. Denn beide Male

wird gefordert, daß die periodische Änderung des elektrischen Feldes des Elektrons sich im Äther nicht als Wellenstrahlung ausbreitet, daß vielmehr die Wellenstrahlung durch ganz andere, uns bisher noch unbekannte Vorgänge erregt wird.

Um an ein bestimmtes Beispiel anzuknüpfen, wollen wir uns denken, daß ein Wasserstoffatom eine H_α -Linie aussende, indem sein Elektron aus der dreiquantigen Kreisbahn in die zweiquantige Kreisbahn übergeht. Nach der soeben entwickelten Theorie hat man sich das so zu denken, daß es von der dreiquantigen Kreisbahn vom Radius 4,82 Ångström und der Umlauffrequenz $244 \cdot 10^{12}$ pro sec, wo es nicht strahlt, allmählich übergeht in Kreisbahnen von kleineren Radien, auf denen es eine Strahlung von der Frequenz der H_α -Linie $457 \cdot 10^{12}$ pro sec aussendet. Wir werden, um ganz in dem Gedankengang der Bohrschen Theorie zu bleiben, annehmen, daß erstens auf jeder dieser Kreisbahnen die Umlauffrequenz sich nach den Gesetzen der Mechanik und nach dem Coulomb'schen Gesetz berechnet, und daß zweitens jede folgende Bahn von der vorhergehenden Bahn sich um einen Energiebetrag unterscheidet, welcher genau gleich der während eines Umlaufs weggestrahlten Energie ist.

Wenn der Kreis vom Radius 3,17 Ångström erreicht ist, so ist die Umlauffrequenz des Elektrons gerade gleich der Frequenz der ausgesandten Wellenstrahlung geworden, es ist nun, sozusagen, die Bewegung des Elektrons in Resonanz mit demjenigen Vorgang, welcher die Wellenstrahlung erregt. Indem aber infolge der weggestrahlten Energie der Radius der Elektronenumläufe immer kleiner wird, wächst die Umlauffrequenz über die Wellenfrequenz von H_α hinaus. Ist endlich der zweiquantige Kreis erreicht, der den Radius 2,14 Ångström bei der Umlauffrequenz $823 \cdot 10^{12}$ pro sec hat, so ist der Strahlungsvorgang zu Ende und das Elektron läuft fernerhin, ohne zu strahlen, um.

Wenn man sich den Vorgang so vorstellt, dann muß man aus der Theorie die Schlußfolge machen, daß das Atom nicht sofort mit dem höchsten Wert der Lichtstärke anfängt zu strahlen. Solange die Abweichung der Elektronenbahn von der strahlungsfreien, „bevorzugten“ Bahn noch gering ist, muß auch die Ausstrahlung schwach sein, und je weiter sich die Elektronenbahn von der bevorzugten entfernt, um so stärker

wird die Ausstrahlung. Vermutlich wird ungefähr an der Stelle, wo Resonanz zwischen Umlauffrequenz und Wellenfrequenz eintritt, das Maximum der Lichtstärke erreicht sein. Von da ab geht die Emission wieder herunter und wird in der Nachbarschaft der stationären Endbahn schließlich allmählich wieder unendlich klein. Die Abklingungsfunktion $f(t)$ muß also nach dieser Theorie zur Zeit $t = 0$ den Wert 0 haben, mit wachsendem t bis zu einem Maximum ansteigen und dann wieder heruntersinken, um für $t = \infty$ asymptotisch wieder 0 zu werden. Daraus ergibt sich, daß die Kurve der Kanalstrahlenhelligkeit I , welche sich durch Integration von $f(t)$ berechnet, im Punkte $t = 0$ eine horizontale Tangente hat. Dem Maximalwert von $f(t)$ entspricht in der I -Kurve ein Wendepunkt, nach welchem sie sich dann so umbiegt, daß die Zeitaxe ihre Asymptote wird.

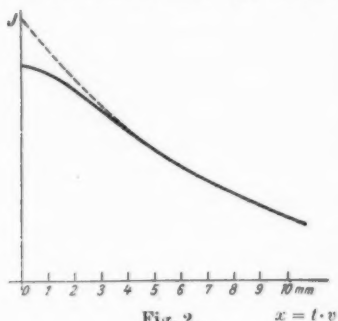


Fig. 2.

Hinter dem Wendepunkt kann die I -Kurve sehr wohl fast genau durch eine Exponentialkurve darzustellen sein, dagegen muß ihr erster Teil stark davon abbiegen. Sie könnte eine Form haben, wie sie ungefähr durch die ausgezogene Kurve der Fig. 2 dargestellt wird. In dieser Figur gibt die schraffierte Kurve den Verlauf einer Exponentialfunktion wieder.

3. Wir wollen nun den Einfluß der Existenz einer Verweilzeit auf die Helligkeitskurve des Kanalstrahlenlichtes berechnen. Von N Atomen, welche zur Zeit t schon angeregt sind, aber noch nicht emittieren, soll zur Zeit $t + dt$ der Bruchteil $N \cdot \gamma \cdot dt$ zur Emission gekommen sein. Solange die Kanalstrahlenteilchen innerhalb der Kapillare in einem Gas von konstantem Druck fliegen, stellt sich von selber ein statistisches Gleichgewicht zwischen Erregung und Emission her. Denn durch die fortwährenden Stöße wird die Zahl der in einem Volumenelement vorhandenen angeregten und nicht emittierenden Atome so weit gesteigert, bis der Bruchteil der während dt durch Emissionsbeginn ausscheidenden Atome genau gleich der Zahl der während derselben Zeit dt neu angeregten Atome

ist. Es sei nun N die Zahl der während je einer Sekunde durch den Querschnitt der Kapillare hindurchfliegenden angeregten, aber nicht emittierenden Atome. Um das Stückchen $d\xi$ zu passieren, braucht jedes Atom die Zeit $dt = d\xi/v$. Es beginnen also während jeder Sekunde in dem Stück $d\xi$ mit Leuchten $N \cdot \gamma \cdot d\xi/v$ Atome. Wenn sie nach Ablauf der Zeit $t = \xi/v$ an der Austrittsstelle aus der Kapillare angekommen sind, hat jedes noch die Lichtstärke $f(t) = f(\xi/v)$. Sie liefern also in der Sekunde die Lichtmenge:

$$dI_0 = \frac{N \cdot \gamma}{v} \cdot f\left(\frac{\xi}{v}\right) \cdot d\xi.$$

Im ganzen ist die Lichtstärke an der Austrittsstelle:

$$(5) \quad I_0 = \frac{N \cdot \gamma}{v} \cdot \int_0^{\infty} f\left(\frac{\xi}{v}\right) \cdot d\xi.$$

Die Formel stimmt genau mit der auf S. 238 gefundenen Formel überein, wenn man für die Konstante n den Wert $N \cdot \gamma/v$ einsetzt. Die Helligkeit I des Kanalstrahls in der Entfernung x von der Austrittsstelle setzt sich aus zwei Summanden zusammen: erstens aus der Lichtemission der Teilchen, welche schon vor dem Austritt aus der Kapillare zu leuchten begonnen haben, zweitens aus der Lichtemission der Teilchen, welche aus der Kapillare schon angeregt herausgetreten sind, aber infolge der Existenz einer Verweilzeit erst auf dem Wege von 0 bis x zu leuchten begonnen haben. Der erste Teil berechnet sich genau wie auf S. 238, wenn man für n den eben gefundenen Wert einsetzt:

$$\frac{N \cdot \gamma}{v} \cdot \int_0^{\infty} f\left(\frac{\xi+x}{v}\right) \cdot d\xi.$$

Um den zweiten Teil zu berechnen, müssen wir zunächst einmal wissen, wieviel angeregte Atome an irgendeiner Stelle x_1 den Querschnitt des Kanalstrahls in der Sekunde passieren. Wir nehmen an, daß hinter der Austrittsstelle keine Neu-angeregungen mehr vorkommen. Wenn nun an einer Stelle x_1 die Zahl der eintretenden angeregten nichtleuchtenden Atome N_1 ist, so treten an der Stelle $x_1 + dx_1$ nur noch $N_1 - N_1 \cdot \gamma \frac{dx_1}{v}$ aus, weil in der Zwischenzeit $dt = \frac{dx_1}{v}$ die Zahl $N_1 \cdot \gamma \cdot dt$ zu

leuchten beginnt und damit aus der Zahl der nichtleuchtenden Atome ausscheidet. Wir haben also für N_1 die Differentialgleichung:

$$\frac{dN_1}{dx_1} = -\frac{N_1 \cdot \gamma}{v}$$

und es ist demnach:

$$N_1 = N \cdot e^{-\gamma \cdot \frac{x_1}{v}},$$

weil für $x_1 = 0$ der Wert N_1 gleich N wird. Die Atome, welche in dx_1 zu leuchten beginnen, liefern zu der Kanalstrahlhelligkeit in x also den Betrag (vgl. Fig. 3):

$$\begin{aligned} dI &= N_1 \cdot \gamma \cdot \frac{dx_1}{v} \cdot f\left(\frac{x-x_1}{v}\right) \\ &= \frac{N \cdot \gamma}{v} \cdot e^{-\frac{\gamma \cdot x_1}{v}} \cdot f\left(\frac{x-x_1}{v}\right) \cdot dx_1. \end{aligned}$$

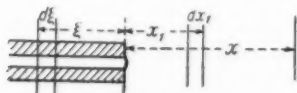


Fig. 3.

Demnach ist die ganze Helligkeit des Kanalstrahls im Punkte x :

$$(6) \quad I = \frac{N \cdot \gamma}{v} \cdot \left(\int_0^{\infty} f\left(\frac{x+\xi}{v}\right) \cdot d\xi + \int_0^{x_1=x} e^{-\frac{\gamma \cdot x_1}{v}} \cdot f\left(\frac{x-x_1}{v}\right) \cdot dx_1 \right).$$

Wenn man beachtet, daß $f(\infty) = 0$, so findet man nach einer kleinen Umrechnung:

$$(7) \quad \frac{dI}{dx} = -\frac{N \cdot \gamma^2}{v^2} \cdot \int_0^{x_1=x} e^{-\frac{\gamma \cdot x_1}{v}} \cdot f\left(\frac{x-x_1}{v}\right) \cdot dx_1.$$

Demnach ist:

$$\left(\frac{dI}{dx} \right)_{x=0} = 0.$$

Bei endlicher Verweilzeit hat die Helligkeitskurve des Kanalstrahls im Punkte $x=0$ sicherlich eine horizontale Tangente.

Wir wollen nun, wie schon in der Einleitung angekündigt, den Fall genauer betrachten, daß die Verweilzeit klein sei im Vergleich zur Abklingungszeit. Es sei τ ein sehr kleines Zeitintervall, aber doch so groß, daß $e^{-\gamma\tau}$ schon nicht mehr

von Null zu unterscheiden ist. Unsere Bedingung sagt dann aus, daß man τ so klein angeben kann, daß die Funktion $f(t)$ in dem Zeitintervall von t bis $t + \tau$ als lineare Funktion angesehen werden kann, m. a. W., daß $(f(t + \tau) - f(t)) : \tau = df/dt$ ist. Der Kürze wegen setzen wir in Formel (6) $x/v = t$ und $x_1/v = \tau$, ebenso auch $(\xi + x)/v = \tau$, dann lautet sie:

$$(8) \quad I = N \cdot \gamma \cdot \left(\int_{\tau=t}^{\infty} f(\tau) \cdot d\tau + \int_{\tau=0}^{\tau=t} e^{-\gamma \cdot \tau} \cdot f(t - \tau) \cdot d\tau \right).$$

Wir betrachten die Helligkeit nur in Punkten x , die so weit von der Austrittsstelle des Kanalstrahls entfernt sind, daß man $e^{-\gamma \cdot \frac{x}{v}}$ gleich Null setzen kann. In diesen Punkten kann man den zweiten Summanden von I gleich

$$\int_0^{\infty} e^{-\gamma \cdot \tau} \cdot f(t - \tau) \cdot d\tau$$

rechnen. Nach der vorhin gemachten Annahme können wir hier $f(t - \tau)$ als eine lineare Funktion von τ ansehen. Eine leichte Rechnung ergibt dann:

$$\int_0^{\infty} e^{-\gamma \cdot \tau} \cdot f(t - \tau) \cdot d\tau = f\left(t - \frac{1}{\gamma}\right) \cdot \frac{1}{\gamma}.$$

Setzen wir nun:

$$(9) \quad \frac{1}{\gamma} = t_0,$$

wo t_0 also ein sehr kleines Zeitintervall ist, so können wir die Formel (8) durch die gut geltende Näherungsformel ersetzen:

$$(10) \quad I = N \cdot \gamma \cdot \int_{t-t_0}^{\infty} f(t) \cdot dt.$$

An die Stelle der Formel (3) tritt nunmehr:

$$(11) \quad \begin{cases} I_0 - I = F(t - t_0). \\ t = \frac{x}{v}, \quad t_0 = \frac{1}{\gamma}. \end{cases}$$

Ist die Verweilzeit gegenüber der Abklingungszeit klein, so unterscheidet sich die Helligkeitskurve des Kanalstrahls von der Kurve, die sich beim völligen Fehlen einer Verweilzeit ergeben würde, abgesehen von einem kleinen Stück im Anfang,

nur dadurch, daß sie um eine konstante Strecke im Sinne der positiven x -Achse verschoben ist.

Die Verweilzeit wirkt also gewissermaßen so, als ob die Austrittsstelle des Kanalstrahls nicht genau am Ende der Kapillare läge, sondern ein klein wenig davor. Die Stelle des scheinbaren Beginns des Kanalstrahls berechnet sich als:

$$(12) \quad x_0 = \frac{v}{\gamma}.$$

Übrigens ergibt Gleichung (7), wenn man an ihr dieselbe Näherungsrechnung durchführt:

$$\frac{dI}{dt} = -N \cdot \gamma \cdot f(t - t_0).$$

Man bekommt also wirklich durch Differentiation der Gleichung (11) die Abklingungsfunktion, ganz wie im Falle der fehlenden Verweilzeit.

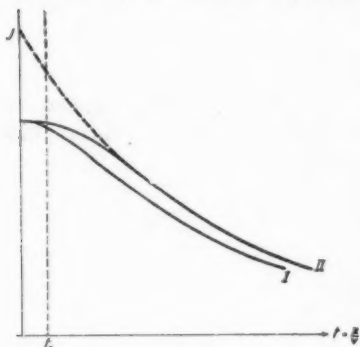


Fig. 4.

In Fig. 4 ist diejenige Intensitätskurve gezeichnet, die sich beim Vorhandensein einer kleinen Verweilzeit aus der Kurve Fig. 2 ergibt. I ist die Kurve ohne Verweilzeit; II mit Verweilzeit. Man sieht, daß man auch Kurve II zur Konstruktion der Abklingungsfunktion $f(t)$ benutzen kann, wenn nur der Wert $t_0 = 1/\gamma$ bekannt ist.

4. Anstatt den angeregten Atomen verschiedene Verweilzeiten zuzuerkennen, kann man sich auch denken, daß die lichterregenden Elektronen in allen angeregten Atomen ohne jede Verweilzeit aber in verschiedenen Anfangsbahnen, die von der ersten stationären Bahn verschieden stark abweichen, den Übergang zu der zweiten, stationären Bahn beginnen. Wenn das Elektron genau in der ersten stationären Bahn kreiste, so würde es keine Energie ausstrahlen, und es würde deswegen unendlich lange Zeit in dieser Bahn verweilen, wenn es nicht durch irgendeinen Stoß (etwa eine kurze Zeit wirkendes elektrisches Feld) auf eine etwas abweichende Bahn geriete, auf welcher es strahlt. Von dieser Bahn aus würde es dann

auf andere und andere Bahnen von immer kleiner werdender Energie kommen. Sie will ich die Anfangsbahn des Elektrons nennen. Anstatt durch den Stoß könnte es auf dieselbe Anfangsbahn aber auch von einer früheren Anfangsbahn ohne Verweilzeit gelangt sein, wenn es durch den erregenden Vorgang nicht ganz genau in die stationäre Bahn gebracht würde, sondern in die nur ganz wenig von ihr abweichende erste Anfangsbahn. Je geringer die Abweichung wäre, um so schwächer wäre die Strahlung, um so länger würde es also dauern, bis so viel Energie abgegeben wäre, daß das Elektron von der ersten Anfangsbahn auf die vorhin angenommene spätere Anfangsbahn gelangt wäre. Man kann die Abweichung der früheren Anfangsbahn sicherlich geradeso wählen, daß die Zeitdauer, welche das Elektron braucht, um zu der späteren Anfangsbahn zu kommen, genau so groß ist wie die Zeitdauer, welche in Wirklichkeit bis zu dem Stoß vergeht, der es nach unserer ersten Annahme in sie hineinbringt. Da die bis zur Erreichung der späteren Anfangsbahn ausgestrahlte Energie in beiden Fällen unendlich schwach ist gegenüber der Strahlung, welche nun allmählich beginnt, so kann man experimentell zwischen den beiden Annahmen unmöglich entscheiden.

Die einfachste Vorstellung, die wir uns machen können, und die sicherlich mit den experimentellen Messungen immer vereinbar sein wird, ist die, daß das Elektron ohne jede Verweilzeit sofort nach Beendigung des Anregungsvorganges zu strahlen beginnt, daß aber seine anfängliche Abweichung von der stationären Bahn, der es ganz nahe gekommen ist, verschieden sein kann, so daß die Zeiten, welche die verschiedenen Elektronen gebrauchen, um bis zu einer ganz bestimmten Bahn zu gelangen, verschieden groß sind.

Nach dieser Vorstellung ist $f(t)$ für $t=0$ nicht genau gleich Null, sondern nur sehr klein, und die Kurve der Kanalstrahlenhelligkeit hat demnach im Anfangspunkt eine nahezu, aber doch nicht ganz genau horizontale Tangente. Man kann sich die Kurve nach der negativen Seite der t -Achse fortgesetzt denken. Ebenso wie die Zeitachse für $t=+\infty$ eine Asymptote der Kurve ist, ebenso ist es für $t=-\infty$ eine der Zeitachse parallele Gerade.

Machen wir einmal vorübergehend die Annahme, daß alle Elektronen bei genau derselben Abweichung A_1 von der

stationären Bahn beginnen, so würde sich, genau wie beim vollständigen Fehlen einer Verweilzeit die Kurve $I_0 - I = F(t)$ ergeben, wo $F(t)$ das Integral der Abklingungsfunktion $f(t)$ ist. Würden alle Elektronen bei der geringeren Abweichung A_2 beginnen, so würde sich ergeben $I_0 - I = F(t - t_0)$, wo t_0 die Zeitdauer bedeutet, die das Elektron brauchen würde, um unter fortwährender Ausstrahlung von A_2 nach A_1 zu kommen. In diesem zweiten Fall wäre also die ganze Helligkeitskurve um das konstante Stück t_0 nach rechts verschoben.

In Wirklichkeit werden die vielen verschiedenen Abweichungen A_1, A_2, A_3 usw. der Anfangsbahnen der Elektronen nach einem gewissen statistischen Gesetz um einen häufigsten Wert A_m herum gruppiert sein, etwa so, daß von den sämtlichen $N \cdot d\xi$ -Kanalstrahlpartikelchen, welche angeregt werden, während sie das Element $d\xi$ durchheilen, die Anzahlen $n_1 \cdot d\xi, n_2 \cdot d\xi, n_3 \cdot d\xi$ usw. ($n_1 + n_2 + n_3 + \dots = N$) Abweichungen haben: 1. zwischen A_1 und A_2 ; 2. zwischen A_2 und A_3 ; 3. zwischen A_3 und A_4 usw., wo jede dieser Stufen unendlich klein sein soll. Wir wollen die den einzelnen Werten A_1, A_2, A_3 usw. gegenüber dem Mittelwert A_m entsprechenden Zeitunterschiede, welche teils negativ, teils positiv sind, mit t_1, t_2, t_3 usw. bezeichnen, und nun dieselbe $F(t)$ -Kurve für jede der Gruppen $n_1 d\xi, n_2 d\xi, n_3 d\xi$ usw. einzeichnen, um das Stück t_1 , bzw. t_2, t_3 usw. gegen die mittlere $F(t)$ -Kurve verschoben. Bilden wir dann für jeden Wert t das Mittel aus den durch die verschiedenen Kurven gegebenen Intensitätswerten,

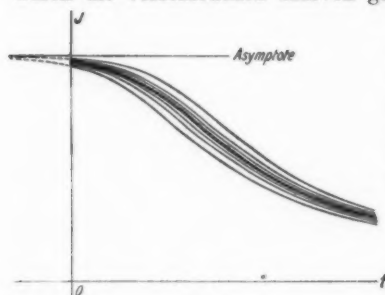


Fig. 5.

von denen man jeden mit seinem „Gewicht“ n_1, n_2, n_3 usw. versieht, so liefern diese Mittelwerte die tatsächlich beobachtete Kurve der Kanalstrahlenhelligkeit.

In Fig. 5 bedeutet die dick ausgezogene Kurve die Mittelwertskurve aus einer Anzahl von $F(t)$ -Kurven, die alle kongruent

und nur mehr oder weniger horizontal gegeneinander verschoben sind. Man erkennt, daß die Mittelwertkurve, wenn die Streuung

der einzelnen $F(t)$ -Kurven nicht gar zu groß ist, sich von einer richtigen $F(t)$ -Kurve kaum unterscheiden läßt. Man kann dieses Resultat auch rechnerisch in ganz ähnlicher Weise herleiten, wie wir es auf S. 245 unter der Annahme einer kleinen „Verweilzeit“ getan haben.

Da die Helligkeitsmessungen naturgemäß immer mit großen Fehlern behaftet sein werden, so dürfen wir die gemessene Helligkeitskurve selber einfach als $F(t)$ -Kurve nehmen, um sie den weiteren Untersuchungen zugrunde zu legen.

5. Dieses Verfahren wird solange richtig sein, als die verschiedenen $F(t)$ -Kurven sich zum weitaus größten Teil ziemlich dicht um eine Mittelkurve gruppieren. Dabei darf es aber immerhin einzelne $F(t)$ -Kurven von geringem Gewicht geben, die vom Mittel weit abliegen. Denn vereinzelte vom Mittel weit abweichende Punkte haben auf die Mittelbildung selbst nur wenig Einfluß, wenn die Punkte in der Nähe des Mittelwertes zahlreich genug sind.

Daß es vereinzelte weit ab liegende Kurven geben muß, ist sicher. Beispielsweise rührt das Licht der H_α -Linie nicht nur von solchen Elektronen her, die durch den Anregungsvorgang auf eine dreiquantige Bahn gebracht sind und von da auf eine zweiquantige Bahn zurückgehen. Es können vielmehr auch solche Elektronen dazu kommen, welche durch den Anregungsvorgang auf eine vier- oder fünf- oder noch höherquantige Bahn gebracht worden sind, und von da unter Aussendung ultraroter Strahlung (der Paschenschen Serie) zunächst auf eine dreiquantige Bahn zurückgegangen sind. Wenn diese Elektronen dann von der dreiquantigen Bahn auf eine zweiquantige gehen, so senden sie ebenfalls H_α -Licht aus. Aber, ehe es dazu kommt, muß seit der Anregung der ganze Prozeß der Ausstrahlung eines ultraroten Energiequantums, ja vielleicht sogar, wenn das Elektron über mehrere stationäre Zwischenbahnen stufenweise auf die dreiquantige Bahn geht, ein mehrfach wiederholter Ausstrahlungsprozeß vor sich gegangen sein. Die Zeitdauer dieser Ausstrahlungsprozesse ist jedenfalls von derselben Größenordnung wie die Zeit, während welcher das Elektron ein H_α -Quantum ausstrahlt. Die Elektronen, welche von den höher-quantigen Bahnen herkommen, haben also sicherlich sehr große Verweilzeiten.

Man darf aber wohl annehmen, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Elektronen erst von höherquantigen Bahnen auf eine dreiquantige Bahn kommen, sehr klein ist im Vergleich zu der Wahrscheinlichkeit, daß sie von der innersten Bahn durch den Anregungsprozeß direkt auf die dreiquantige Bahn gelangen. Wenn diese Annahme zutrifft, so wird man bei der Verwertung der Wienschen Messungsergebnisse von den Elektronen mit ungewöhnlich langen Verweilzeiten einfach absehen dürfen. Die Annahme muß allerdings noch eingehender auf ihre Richtigkeit geprüft werden. Dasselbe, was hier von der H_{α} -Linie gesagt worden ist, gilt auch von der H_{β} - und der H_{γ} -Linie.

6. In den bisherigen Betrachtungen ist immer stillschweigend vorausgesetzt worden, daß im Innern der Kapillare, welche die Kanalstrahlenteilchen durchheilen, eine konstante Gasdichte und damit auch eine konstante Anregung der Atome zum Leuchten vorhanden sei und daß plötzlich am Ausgang der Kapillare der vollkommen evakuierte Raum beginne, in welchem die Anregung so gut wie Null gerechnet werden kann. Natürlich ist diese Annahme nicht ganz zutreffend. Aus der Kapillare strömt das Gas fortwährend in den leeren Raum aus und verbreitet sich hier schnell nach allen Seiten. Seine Dichte wird somit schon in ziemlich kleinen Entfernungen unendlich klein, aber dicht vor der Mündung der Kapillare, etwa im ersten Millimeter, ist doch sicherlich so viel Gas vorhanden, daß noch öfters Kanalstrahlenpartikelchen zum Leuchten erregt werden. Die Wirkung dieser Gasschicht ist ganz dieselbe, wie die Wirkung einer Verweilzeit. Denn wenn aus der Kapillare Atome mit herauskämen, die schon angeregt sind, aber noch nicht leuchten, und die nun in dem Bereich der ersten Millimeter vor der Kapillare alle nach und nach zu leuchten anfangen, so hätte das auf die Helligkeitskurve des Kanalstrahls ganz denselben Einfluß, wie die Wirkung der kleinen Gasschicht vor der Mündung. Nach dem, was wir oben auf S. 245 gesehen haben, müssen wir also schließen, daß die kleine Gasschicht vor der Kapillare nur bewirkt, daß die ganze Kurve der Kanalstrahlenhelligkeit etwas nach rechts verschoben wird, in dem Sinne, als ob die Austrittsstelle des Kanalstrahls aus der Gasatmosphäre nicht an der Mündung der Kapillare selbst, sondern etwa 1 mm oder auch nur einen Bruchteil eines Millimeters weiter nach vorne läge.

Das Ausströmen des Gases aus der Kapillare hat indessen noch eine zweite Wirkung. In dem vordersten Teil der Kapillare, ebenfalls in einem Bereich von ungefähr einem Millimeter, geht die Gasschichte etwas herunter, weil durch den Austrittsquerschnitt der Kapillare die Gasmoleküle nur nach außen fliegen, ohne daß jemals wieder eines zurückreflektiert wird. Dieser Umstand muß, umgekehrt dem zuerst besprochenen, die Folge haben, daß die ganze Helligkeitskurve sich etwas zurückschiebt, wie wenn die Austrittsstelle aus der Gasatmosphäre etwas weiter zurück in der Kapillare läge. Die beiden Wirkungen des Ausströmens des Gases aus der Kapillare kompensieren sich also gegenseitig wenigstens teilweise. Vielleicht bleibt eine kleine Verschiebung der Helligkeitskurve nach der einen oder nach der andern Seite übrig, aber die Form der Kurve, auf deren Bestimmung es uns allein ankommt, bleibt dabei ungeändert. Höchstens könnte die Kurve in ihrem Beginn, im Bereich des ersten Millimeters, ein wenig verändert sein; aber, wie wir gleich sehen werden, liefern die Messungen den ersten Beginn der Kurve nicht, und man ist hier sowieso auf eine Extrapolation angewiesen.

7. Wie schon erwähnt wurde, glaubte Hr. W. Wien aus seinen ersten Messungen schließen zu müssen, daß die Helligkeitskurve des Kanalstrahlenlichtes durch eine Exponentialfunktion darstellbar sei. In der Tat stimmen die Helligkeitskurven des Kanalstrahlenlichtes innerhalb der Fehlergrenzen so gut mit den Helligkeitskurven überein, welche das durch ein keilförmiges Absorptionsgefäß hindurchgegangene Licht derselben Spektrallinie liefert, daß dieser Schluß wohl berechtigt erscheint. Indessen ist doch ein schwerwiegender Einwand dagegen zu erheben. Die Messungen der ersten Wienschen Arbeit erstrecken sich sämtlich nur auf ein Stück des Kanalstrahls, welches erst mehrere Millimeter (im allgemeinen wohl 4 mm) vor der Austrittsstelle aus der Kapillare beginnt. Die Wienschen Messungen wären also immer auch noch sehr wohl vereinbar mit einer Helligkeitskurve, wie sie beispielsweise durch Fig. 2 dargestellt ist. Bei der Unsicherheit der mikrophotometrischen Messungen würde man an einer einzelnen Zahlenreihe die Abweichung der Kurve Fig. 2 von der Exponentialkurve selbst beim dritten Millimeter noch nicht bemerken.

Um über die Form der Helligkeitskurve Gewißheit zu bekommen, hat Hr. W. Wien in der inzwischen vergangenen Zeit¹⁾ eine größere Anzahl von Aufnahmen mit der H_β - und der H_γ -Linie gemacht, bei denen er bis auf einige Zehntel Millimeter an die Austrittsstelle des Kanalstrahls aus der Kapillare herangegangen ist. Die gewonnenen Messungsergebnisse hat er mir freundlichst schon vor der Veröffentlichung zu einer genauen Durchsicht überlassen.

Jede Aufnahme liefert 2 Zahlenreihen: erstens die Intensität des Vergleichslichtes, welches durch einen keilförmigen Absorptionstrog gegangen ist, von Millimeter zu Millimeter, zweitens die Intensität des Kanalstrahlenlichtes, ebenfalls von Millimeter zu Millimeter, in der Nähe der Austrittsstelle in noch kleineren Abständen. Die Punkte der ersten Zahlenreihe hat Hr. Wien bei allen Aufnahmen durch kleine Kreise \odot markiert, außerdem ist stets das Absorptionsgefälle $k \cdot \gamma$ des benutzten Absorptionskeils notiert. Ich habe nun zuerst in jeder Aufnahme durch die sämtlichen \odot -Punkte, ohne mich um die zweite Punktreihe, welche die Helligkeit der Kanalstrahlen darstellt, zu kümmern, eine möglichst glatte Kurve gelegt, welche ich als die „Vergleichskurve“ bezeichnen will. In richtigen Maßverhältnissen aufgetragen, müßte diese Vergleichskurve natürlich eine Exponentialkurve $I = a \cdot e^{-k \gamma \cdot x}$ sein, hier ist a ein konstanter Faktor, der für die verschiedenen Platten verschiedene Werte haben kann, x die Entfernung des Punktes von einem bestimmten Anfangspunkt in Millimetern²⁾, I die Intensität des Lichtes in dem Punkt x , $k \cdot \gamma$ das oben schon erwähnte Absorptionsgefälle des Keiles. Der Faktor a ist fürs erste noch unbekannt, ich setze ihn zunächst gleich 1, und konstruiere die Kurve $I = e^{-k \gamma \cdot x}$. Diese Kurve liefert, allerdings in einer willkürlichen Einheit, den wirklichen Wert der Intensität, den jeder Punkt der „Vergleichskurve“ repräsentiert.

Die Punkte der zweiten Zahlenreihe in jeder Aufnahme, der Intensität des Kanalstrahlenlichtes, sind von Hrn. Wien stets durch schräge Kreuze \times markiert. Ich habe nun zu jedem

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 66, S. 232. 1921.

2) Ich rechne x in Millimetern, während Hr. Wien in seinen Arbeiten in cm rechnet.

×-Punkt den Punkt gleicher Schwärzung, d. h. gleicher Ordinate der Vergleichskurve aufgesucht und an der Exponentialkurve $I = e^{-k\gamma \cdot x}$ den entsprechenden Wert der Lichtintensität abgelesen. Auf diese Weise bekam ich für jede Platte eine Zahlenreihe, welche die Lichtintensität des Kanalstrahlenlichtes in unserer willkürlichen Einheit richtig darstellt. Die so gewonnenen Zahlenreihen sind in Tab. I und II aufgeführt, hier freilich schon multipliziert mit einem Faktor a , der in den Tabellen in der dritten Reihe für jede Platte angegeben ist. Endlich hat Hr. Wien bei jeder Aufnahme den Nullpunkt markiert, die Austrittsstelle des Kanalstrahls aus der Kapillare, welche daran zu erkennen ist, daß die Schwärzung der Platte hier plötzlich aufhört. Natürlich ist die Stelle des Nullpunktes bis auf einige Zehntel Millimeter unsicher, weil die Grenze nicht absolut scharf ist.

Innerhalb des ersten Millimeters geht die Schwärzung gegen den Nullpunkt sehr schnell herunter. Der Grund dafür ist, daß der Rand der Kapillare, aus welcher der Kanalstrahl austritt, von den Lichtkegeln der benachbarten Teile des Kanalstrahls einen Teil wegblendet, so daß die abbildende Linse von diesen Teilen nicht das volle Licht bekommt. Am meisten wird natürlich von dem Licht weggeblendet, welches der Kanalstrahl unmittelbar an der Austrittsstelle aussendet. Da die Linse so aufgestellt war, daß das Ende der Kapillare sich ungefähr vor ihrer Mitte befand, so wird von den Punkten der Austrittsstelle nur ungefähr die eine Hälfte der Linse bestrahlt, man bekommt demgemäß für diese Punkte auf der photographischen Platte eine Schwärzung, die ungefähr der Hälfte der wirklich vorhandenen Helligkeit entspricht. Mit zunehmender Entfernung von der Austrittsstelle nimmt der abblendete Teil schnell ab, und schon, ehe der Punkt einen vollen Millimeter von der Austrittsstelle entfernt ist, beleuchtet er die ganze Linse, von hier ab gibt die Schwärzung der Platte die unverminderte Helligkeit des Kanalstrahls an. Zur Konstruktion der Helligkeitskurve selber sind also die Messungen in den Punkten, die nur einige Zehntel Millimeter von der Austrittsstelle entfernt sind, nicht zu gebrauchen. Um so wertvoller sind sie aber, um den Nullpunkt der betreffenden Platte genauer festzulegen. Trägt man nämlich die in Tab. I und II aufgeführten Zahlenreihen in ein Koordinatensystem

ein, indem man von dem von Hrn. Wien angegebenen Nullpunkt ausgeht, so bemerkt man, daß die Punkte in dem allerersten Stück, wo die Schattenwirkung des Kapillarenendes bemerkbar ist, wild durcheinanderliegen. Man bringt aber, wie die beiden Zeichnungen Fig. 6 und Fig. 7 zeigen, Ordnung hinein, sobald man die Nullpunkte der einzelnen Platten in geeigneter Weise um wenige Zehntel Millimeter nach links oder nach rechts verschiebt. Man kann dann durch die Punkte, welche die gemessene Helligkeit in dem Bereich des Schattens des Kapillarenendes für die sämtlichen Platten darstellen, eine glatte Kurve legen, und man wählt den Nullpunkt nun so, daß diese Kurve in ihm gerade den halben Wert von derjenigen Helligkeit angibt, die man knapp an der Schattengrenze, aber schon jenseits von ihr, hat. Damit ist denn der Nullpunkt jeder Platte eindeutig festgelegt. In der zweiten Reihe der Tabellen I und II ist die Lage des von Hrn. Wien angegebenen Nullpunktes gegen den von mir in der eben beschriebenen Weise bestimmten Nullpunkt für jede Platte eingetragen. Man sieht, daß die Verschiebungen innerhalb der Fehlergrenzen bleiben. Wenn man nun, von dem so bestimmten Nullpunkt ausgehend die Intensitätskurven der einzelnen Platten alle aufzeichnet, zunächst gemessen an der Vergleichskurve $I = e^{-k\gamma \cdot x}$, so sieht man, daß sie noch nicht übereinstimmen. Vielmehr liegt die eine durchschnittlich höher, die andere durchschnittlich niedriger als eine mittlere Kurve. Man multipliziert deswegen die Intensitäten der einen mit einem konstanten Faktor, der kleiner ist als 1, die der anderen mit einem Faktor größer als 1, bis alle Kurven sich möglichst gut einer einzigen mittleren anpassen. Nennen wir den so bestimmten Maßfaktor einer Platte a , so können wir auch sagen, daß wir die Intensitätsmessungen der betreffenden Platte auf die Vergleichskurve $I = a \cdot e^{-k\gamma \cdot x}$ bezogen haben. In der dritten Reihe der Tabellen I und II ist die Gleichung der Vergleichskurve, die zu den in den folgenden Reihen angegebenen Intensitätswerten geführt hat, für jede Platte angegeben. Nach dem eben beschriebenen Verfahren sind die Maßfaktoren a relativ zueinander bestimmt, ein allen gemeinsamer Faktor bleibt noch zu beliebiger Verfügung. Wir werden gleich sehen, wie in den folgenden Zahlentabellen über diesen Faktor verfügt worden ist.

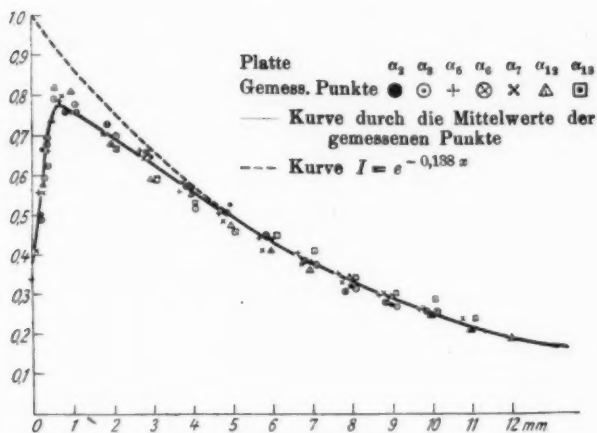
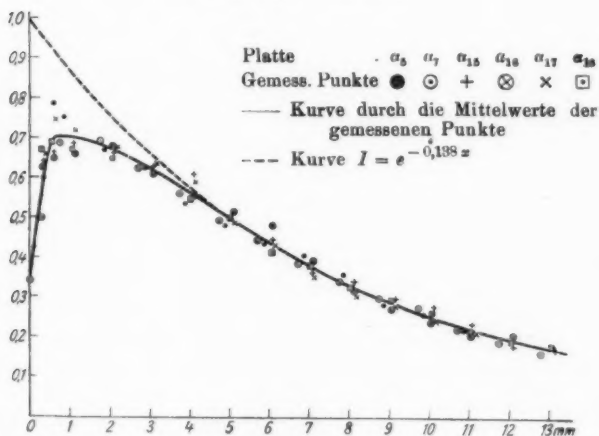
Tabelle I. H_{β} . 4500 Volt.

Platte	a_2	a_3	a_5	a_6	a_7	a_{12}	a_{13}
Nullpunkt	-0,04	+0,06	-0,34	-0,14	-0,24	-0,04	+0,06
Vergleichs-	0,990	0,917	0,956	0,956	0,970	0,956	0,932
kurve	$\cdot e^{-0,138x}$	$\cdot e^{-0,138x}$	$\cdot e^{-0,138x}$	$\cdot e^{-0,138x}$	$\cdot e^{-0,138x}$	$\cdot e^{-0,137x}$	$\cdot e^{-0,137x}$
0,2 mm	0,502	0,504	—	—	—	—	—
0,3 „	0,666	0,687	0,338	0,487	0,410	0,577	0,625
0,5 „	—	0,789	0,561	0,677	0,561	0,738	0,820
0,7 „	—	—	0,663	—	—	—	—
1 „	0,762	0,776	0,786	0,759	0,800	0,810	0,759
2 „	—	0,697	—	0,728	0,707	0,677	0,669
3 „	0,646	0,590	0,663	0,654	0,646	0,592	0,592
4 „	0,564	0,518	0,561	0,571	0,584	0,554	0,533
5 „	0,526	0,461	0,507	0,507	0,487	0,475	0,461
6 „	0,441	0,444	0,444	0,446	0,410	0,410	0,444
7 „	0,379	0,376	0,403	0,379	0,376	0,362	0,410
8 „	0,318	0,315	0,349	0,308	0,331	0,338	0,341
9 „	0,272	0,270	0,297	0,277	0,302	0,292	0,302
10 „	0,243	0,249	0,259	0,256	0,263	0,243	0,287
11 „	0,210	—	—	—	0,233	0,210	0,236
12 „	—	—	—	—	—	0,185	—

Tabelle II. H_{γ} . 4500 Volt.

Platte	a_5	a_7	a_{15}	a_{16}	a_{17}	a_{18}
Nullpunkt	-0,15	-0,25	+0,10	+0,10	+0,15	+0,05
Vergleichs-	0,964	1,076	1,076	1,0	1,0	1,0
kurve	$\cdot e^{-0,138x}$	$\cdot e^{-0,146x}$	$\cdot e^{-0,1465x}$	$\cdot e^{-0,1465x}$	$\cdot e^{-0,1465x}$	$\cdot e^{-0,1465x}$
0,25 mm	0,425	0,338	0,640	0,627	0,661	0,670
0,5 „	0,603	0,502	0,663	0,651	0,743	0,692
0,75 „	0,788	—	—	—	—	—
1 „	0,753	0,690	0,685	0,661	0,714	0,670
2 „	0,670	0,690	0,665	0,675	0,675	0,650
3 „	0,627	0,627	0,630	0,613	0,637	0,598
4 „	0,535	0,560	0,608	0,555	0,588	0,550
5 „	0,482	0,495	0,525	0,511	0,487	0,502
6 „	0,435	0,443	0,444	0,478	0,429	0,415
7 „	0,405	0,386	0,357	0,386	0,352	0,381
8 „	0,354	0,338	0,335	0,318	0,304	0,323
9 „	0,280	0,296	0,290	0,275	0,277	0,289
10 „	0,256	0,270	0,270	0,241	0,236	0,258
11 „	0,217	0,222	0,225	0,212	0,209	0,215
12 „	—	0,186	0,178	0,200	—	0,188
13 „	—	0,161	0,169	—	—	0,174

In diesen Tabellen steht in der ersten Reihe die Bezeichnung, welche Hr. W. Wien den Platten gegeben hat, in der zweiten Reihe die Entfernung des Wienschen Nullpunktes von dem

Fig. 6. H_β . 4500 Volt.Fig. 7. H_γ . 4500 Volt.

von mir ermittelten Nullpunkt jeder Platte, in der dritten Reihe die Gleichung der von mir benutzten Vergleichskurve, man kann aus dieser Reihe sowohl das von Hrn. Wien angegebene Absorptionsgefälle des Absorptionskeils, als auch den von mir angenommenen Maßfaktor entnehmen, dabei

ist zu bemerken, daß ich x in Millimetern rechne, während Hr. Wien in Zentimetern rechnet. In den folgenden Reihen sind die mikrophotometrischen Messungsergebnisse aufgeführt, in der ersten Kolonne steht die x -Koordinate des betreffenden Punktes, und zwar vom Wienschen Nullpunkt ab gemessen, man muß also zu diesen Zahlen die in der zweiten Reihe stehenden Zahlen hinzuaddieren, um die Werte von dem von mir ermittelten Nullpunkt ab zu bekommen.

Sowohl die Nullpunktskorrektur, wie der Maßfaktor jeder Messungsreihe sind von mir durch wiederholtes Hin- und Herprobieren ermittelt. Trotzdem ließe sich wohl die eine oder die andere Zahl noch in dem Sinne verbessern, daß sich die ganze Messungsreihe dem mittleren Kurvenzug noch etwas besser anschmiege. So zeigt beispielsweise ein Blick auf Fig. 7, welche die Zahlenreihen der Tabelle II darstellt, daß die Punktreihe der Platte a_{18} etwas besser liegen würde, wenn man den Nullpunkt noch um 0,2 mm weiter nach rechts verlegte, also statt $+0,05$ rechnete $+0,25$. Eine derartige kleine Änderung würde indessen einen so verschwindend kleinen Einfluß auf die Mittelwerte haben, daß es keinen Zweck hat, sie einzuführen.

Betrachtet man die Zeichnungen Fig. 6 und Fig. 7, so sieht man, daß entsprechend der Schwierigkeit der Messungen die einzelnen Punkte noch eine recht große Streuung haben. Besonders groß wird die Streuung für die großen Intensitäten. Hier ist zu bemerken, daß auf den Platten a_5 , a_7 , a_{15} für H_γ die von Hrn. W. Wien aufgenommenen Vergleichskurven nicht bis zu den größten Intensitätswerten reichen, die größten Werte sind bei diesen Platten durch Extrapolation gewonnen. Dagegen ist für die Reihen a_{16} , a_{17} , a_{18} überall interpoliert. Trotzdem habe ich der Einfachheit halber bei der Mittelwertbildung alle Zahlen als gleichwertig gerechnet.

Die Tabellen III und IV geben die Mittelwerte der Zahlenreihen von I und II.

Durch diese Punkte sind die ausgezogenen Kurven in Fig. 6 und 7 gelegt.

Um zu untersuchen, ob die Zahlenwerte der Tabelle III und IV sich durch eine Exponentialfunktion darstellen lassen, habe ich $\log I$ als Funktion von x in ein Koordinatennetz eingetragen. Man sieht dann ganz deutlich, daß die sämtlichen

Tabelle III. H_{β} , 4500 Volt.

x	Helligkeit	Zahl der Messungen
-0,04	0,338	1
+0,06	0,410	1
+0,16	0,517	3
+0,26	0,600	4
+0,36	0,663	4
+0,53	0,782	3
0,90	0,780	7
1,94	0,695	5
2,90	0,626	7
3,90	0,555	7
4,90	0,490	7
5,90	0,436	7
6,90	0,383	7
7,90	0,328	7
8,90	0,287	7
9,90	0,257	7
10,935	0,222	4
11,96	0,185	1

Tabelle IV. H_{γ} , 4500 Volt.

x	Helligkeit	Zahl der Messungen
0,0	0,338	1
0,1	0,425	1
0,25	0,502	1
0,35	0,640	5
0,60	0,707	5
1,0	0,696	6
2,0	0,671	6
3,0	0,622	6
4,0	0,566	6
5,0	0,500	6
6,0	0,441	6
7,0	0,377	6
8,0	0,328	6
9,0	0,285	6
10,0	0,255	6
11,0	0,217	6
12,0	0,188	4
12,97	0,168	3

$\log I$ für die größeren Werte x sehr genau durch eine lineare Funktion darzustellen sind, aber von $x = 4$ an abwärts rücken die Werte systematisch mehr und mehr unter diese Gerade. Dadurch wird aufs deutlichste bewiesen, daß nur für $x > 4$ die Helligkeit I als Exponentialfunktion von x berechnet werden kann, unterhalb $x = 4$ ergibt sich ein abweichendes Verhalten gerade in dem Sinne der oben angestellten theoretischen Erwägungen. Wie Hr. W. Wien schon in seiner ersten Veröffentlichung¹⁾ bemerkt hat, ist der Exponentialfaktor für die Helligkeitskurve bei größeren x für H_{β} und für H_{γ} (auch für H_{α}) der gleiche. Ich habe gefunden, daß beide Kurven am besten wiedergegeben werden durch $a \cdot e^{-0,138x}$. Um die beiden Kurven miteinander vergleichen zu können, habe ich den noch verfügbaren Maßfaktor (vgl. S. 254) so gewählt, daß das Ende der beiden Intensitätskurven für $x > 4$ durch dieselbe Funktion und zwar durch $e^{-0,138x}$ wiedergegeben wird. In den Figg. 6 u. 7 ist die Kurve $I = e^{-0,138x}$ zum Vergleich schraffiert eingetragen. Man sieht ganz deutlich schon von $x = 5$ an die Abweichung.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 60. S. 629. 1919.

In Fig. 8 findet man die Mittelwerte aus Tabelle III und IV in ein Koordinatennetz eingetragen. Man sieht, daß diese Mittelwerte für beide Funktionen einen schönen glatten Verlauf ergeben. Durch die große Zahl der Messungen sind die Fehler der einzelnen Messungsreihen offenbar schon gut ausgeglichen. Man erkennt deutlich, daß, abgesehen von dem gemeinsamen Ende für große x , die Helligkeitskurve für das H_β -Licht ganz anders verläuft als für das H_γ -Licht. Die Abweichungen der beiden Punktreihen bei kleinen Werten von

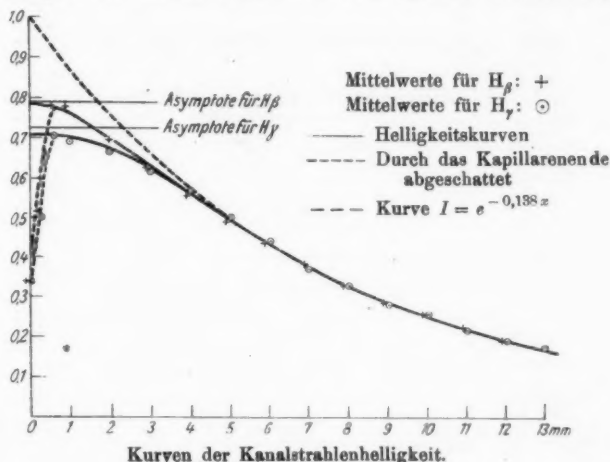


Fig. 8.

x sind ganz systematisch, so daß eine Täuschung durch Beobachtungsfehler als ausgeschlossen angesehen werden darf.

Sehr deutlich tritt bei beiden Kurven die bei ungefähr 0,7 mm plötzlich einsetzende Schattenwirkung des Kapillarendes hervor. Zieht man die Kurven von 0,7 mm an in einem möglichst glatten Zuge weiter, so ergibt sich ganz die von der Theorie vorhergesagte Form. Ich habe in der Zeichnung Fig. 8 für jede der beiden Kurven die Asymptote eingetragen, welcher sich der Kurvenanfang nach einem Exponentialgesetz zu nähern scheint, und welche ganz das Analogon der Endasymptote ($I = 0$) darstellt. Die Anfangsasymptote für H_β ist: $I = 7,9$, die für H_γ : $I = 7,27$.

Die Diskussion der neuen Wienschen Messungen hat also ergeben:

1. Die Helligkeitskurve des Kanalstrahlenlichtes läßt sich nur für größere Abstände von der Austrittsstelle durch eine Exponentialfunktion wiedergeben.

2. Der Verlauf der Helligkeitskurve in der Nähe der Austrittsstelle scheint mit dem Verlauf übereinzustimmen, welcher nach der in dieser Arbeit entwickelten Theorie zu erwarten ist.

Halle a. S., Physikalisches Institut, September 1921.

(Eingegangen 17. September 1921.)

**3. Spannungsgefälle und vertikaler Leitungsstrom
in der freien Atmosphäre, nach Messungen
bei Hochfahrten im Freiballon;
von E. Everling und A. Wigand.**

Inhalt: 1. Aufgabe. — 2. Meßverfahren für das Spannungsgefälle. — 3. Ergebnisse der Messungen. — 4. Erörterung der Ergebnisse; a) normaler vertikaler Verlauf des Spannungsgefälles, b) zeitlicher Verlauf und Störungen an Schichtgrenzen, c) vertikaler Leitungsstrom. — 5. Aufgaben für die Weiterarbeit. — 6. Zusammenfassung.

1. Aufgabe.

Bei zwei Hochfahrten im Freiballon hat der eine von uns (W.) bzw. Hr. Lutze die elektrische *Leitfähigkeit*¹⁾ der Luft gemessen, der andere (E.) gleichzeitig Relativwerte des *Spannungsgefälles*²⁾ bestimmt; *Relativwerte* deshalb, weil der Spannungsunterschied nur eines Meßkollektors gegen den ausgeglichenen Korb beobachtet wurde, was zur Vereinfachung der Ausrüstung vor allem beim Zusammenarbeiten mehrerer Beobachter im engen Korb und bei Hochfahrten mit künstlicher Atmung zweckmäßig erschien („Einkollektorverfahren“ von E.). Diese Messungen bedurften der Auswertung durch Versuche an einem Freiballonmodell im künstlichen elektrischen Felde, womit bald nach den Fahrten begonnen wurde. Der Krieg verzögerte aber diese Versuche, so daß erst jetzt das Ergebnis vorliegt³⁾, auf Grund dessen die *Absolutwerte* des Spannungsgefälles berechnet und Angaben über seinen normalen vertikalen Verlauf sowie die zeitlichen Schwankungen und Störungen gemacht werden können.

1) A. Wigand, Ann. d. Phys. **66**. S. 81. 1921 (Fahrten 3 und 4); vorläufige Mitteilung: Verhandl. d. D. Phys. Ges. **16**. S. 232. 1914.

2) E. Everling, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **16**. S. 240. 1914 (vorläufige Mitteilung).

3) Wilhelm Müller, Diss. Halle 1920; Ann. d. Phys. **63**. S. 585. 1920.

Zugleich läßt sich auch die Größe des *vertikalen Leitungsstromes*, des Produktes aus Leitfähigkeit und Spannungsgefälle, angeben, vor allem seine Änderungen mit der Höhe, woraus Aufschlüsse zum luftelektrischen Grundproblem der Entstehung und Erhaltung des elektrostatischen Erdfeldes zu erwarten sind. Denn es besteht bei diesem Problem die Frage, ob im Zusammenhang mit der meteorologischen Schichtung der Atmosphäre oder unabhängig davon *Quellen und Senken des Vertikalstroms* auftreten, was sich aus seiner Änderung mit der Höhe erschließen läßt.

2. Meßverfahren für das Spannungsgefälle.

Der Grundgedanke der vereinfachten Spannungsgefällemessung war folgender: statt der üblichen¹⁾ zwei Meßkollektoren weit unter dem Ballon wird nur ein einziger seitlich vom Korbe etwa in Korbbodenhöhe verwendet, und man mißt den Spannungsunterschied dieses Meßkollektors gegen den Korb, der durch Tropfausgleicher elektrostatisch ausgeglichen und mit der Ballonkugel und dem Elektrometergehäuse leitend verbunden ist.

Bei den Modellversuchen stellte es sich heraus, daß der ausgeglichene Zustand sich zwar jederzeit scharf wiederherstellen läßt, daß es jedoch nur bei sehr stark wirkendem Korbausgleicher möglich ist, die im deformierten Erdfelde influenzierte positive Korbladung so weit zu entfernen, daß nahe am Korbe dauernd ein nur verschwindend kleines Feld herrscht. Denn wenn, wie besonders in größeren Höhen bei hoher Leitfähigkeit der Luft, die natürliche Elektrizitätszerstreuung durch die Oberfläche der Ballonkugel beträchtlich ist, nimmt der Ballon nicht das Potential des Bezugspunktes am Korbausgleicher an, sondern das Potential eines höherliegenden Punktes. Dadurch wird sich die Feldverteilung um den Ballon und damit auch der Reduktionsfaktor für die Umrechnung der gemessenen relativen Werte des Spannungsgefälles auf die Absolutwerte mit der Leitfähigkeit der Luft, also auch mit der Höhe ändern.

1) Vgl. F. Linke, Abhandl. d. Göttinger Ges. d. Wiss., Math.-phys. Klasse, N. F. III. Nr. 5. 1904; ferner W. Müller, a. a. O., S. 586 bis 587 und S. 618 bis 619.

Nach dem Ergebnis von Müllers Messungen soll bei späteren Aufstiegen der Meßkollektor etwa an der gleichen Stelle, aber der Ballonausgleicher möglichst genau in solcher Höhe angebracht werden, daß dem Ballon das Potential, das er ohnehin durch natürliche Zerstreuung anzunehmen strebt, eindeutig aufgezwungen wird. Das ist zwar weniger bequem beim Anbringen und Regeln des Ausgleichers, aber immerhin noch vorteilhafter als das Zweikollektorverfahren, bei dem man eine ähnliche Lage des Ballonausgleichers gewählt hat. Mit dieser Änderung wird dann das Einkollektorverfahren allen Ansprüchen an Meßgenauigkeit genügen. Die zugehörige Bestimmung der Felddeformation ist für alle Ballongrößen mit hinreichender Genauigkeit bereits in der Müllerschen Arbeit enthalten. Auch ist durch die von Müller bei einer Ballonfahrt ausgeführten Vergleichsmessungen nach beiden Verfahren der Reduktionsfaktor der Modellversuche kontrolliert worden: es ergaben sich nach dem Einkollektorverfahren und mit zwei Kollektoren übereinstimmende Werte des Spannungsgefälles.

Die elektrische Ausrüstung des Ballons und seine Ausgleichung bei den Fahrten ist von dem einen von uns bereits beschrieben worden.¹⁾

Als Meßkollektor diente der Lutzsche Spritzkollektor²⁾ mit Druck- und Saugwirkung (Zerstäuber), der von E. für Ballonzwecke in Form und Aufhängung etwas abgeändert wurde (Fig. 1 und 2 rechts). Die Kugelgestalt sollte seine Kapazität und damit die Einstellzeit möglichst herabsetzen, damit auch die Beobachtung rascher Änderungen des Spannungsgefälles ermöglicht würde. Der Durchmesser der Kugel betrug 10 cm. Für das aus Kollektor, Leitungsdraht und Elektrometer bestehende System betrug die Einstellzeit 3 bis 5 Sekunden. Der Kollektor hing an einem gerieften und

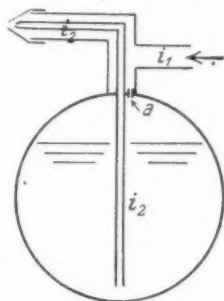


Fig. 1. Spritzkollektor mit Druck- und Saugwirkung.

1) A. Wigand, Ann. d. Phys. 66. S. 81. 1921. Abschn. 2b.

2) G. Lutze, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 15. S. 1100. 1913; Phys. Zeitschr. 14. S. 1148. 1913.

paraffinierten Hartgummizylinder (Fig. 2 rechts oben). Mit ähnlich beschaffenen Hartgummiröhren war der Gummischlauch isoliert, der zum Trockenrohr und zum Gummihandgebläse im Korbe führte. Als schwer gefrierende und gut leitende Spritzflüssigkeit wurde ein Gemisch von Kochsalzlösung mit Alkohol

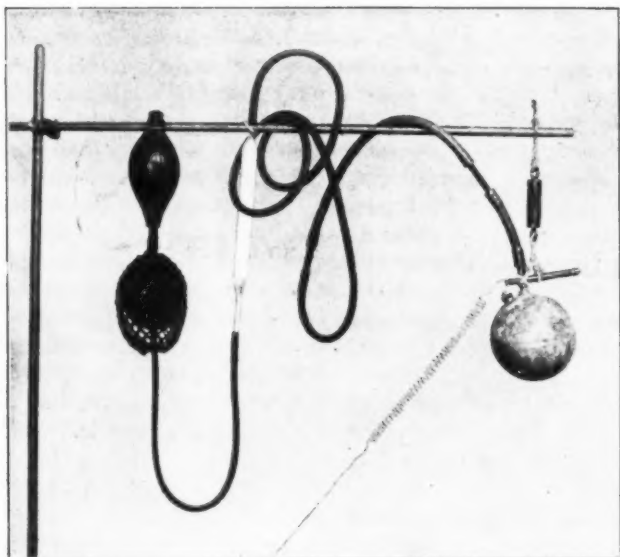


Fig. 2. Spritzkollektor, Isolatoren, Schlauch, Trockenrohr und Handgebläse.

verwendet. Die Füllung des Kollektors von etwa $\frac{1}{2}$ Liter reichte wegen des geringen Flüssigkeitsverbrauchs für eine ganze Fahrt aus.

Das Wulfsche Zweifadenelektrometer von etwa 2 Volt je Skalenteil Meßempfindlichkeit hing mit drei Schnüren am Äquator und Korbring des Ballons und war so praktisch erschütterungsfrei. Ein dünner Draht führte frei zum Meßkollektor.

Der Ort des Meßkollektors in der Nähe einer unteren Korbbecke wurde in bezug auf die drei Korbkanten festgelegt;

bei der Modellmessung wurde das Feld an der entsprechenden Stelle besonders genau gemessen. Was sonst aus dem Korb hing, war von jener Ecke möglichst weit entfernt angebracht.

Besitzt der Ballon eine negative Eigenladung, so muß die als Maß des Spannungsgefälles verwertete Spannungsdifferenz des Meßkollektors gegen den Ballonkorb zu gering ausfallen, da die Influenzladung des Korbes im deformierten Felde positiv ist.¹⁾ Wird dem Ballon andererseits eine positive Eigenladung erteilt, was nach den Feststellungen von Ebert, Gerdien, Dember und anderen Beobachtern infolge der Abgabe von trockenem Sandballast einzutreten pflegt, so findet man zunächst, bis zur Einstellung des Gleichgewichtszustands der Ballonausgleichung, zu hohe Werte des Spannungsgefälles.

3. Ergebnisse der Messungen.

In den Tabellen 1—4 werden als Nachtrag zu der vorangehenden Abhandlung²⁾ (Fig. 2—5) die auf das Wesentliche gekürzten und ausgewerteten Fahrtberichte der vier Ballonfahrten mit Leitfähigkeitsmessungen mitgeteilt. Die in Klammern gesetzten Werte für Luftdruck und Höhe sind nach dem Barogramm interpoliert. Als relative Feuchtigkeit ist zunächst wie üblich die auf den Sättigungsdruck über Wasser bezogene (R_w) angegeben. In der folgenden Spalte steht dann bei Temperaturen unter 0° auch die relative Feuchtigkeit bezogen auf Sättigung über Eis (R_e), wie sie zur Beurteilung der Frostübersättigung erforderlich ist.

Das Spannungsgefälle wurde von E. beobachtet bei der 3. und 4. der Fahrten mit Leitfähigkeitsmessungen am 4. August 1913 und am 9. September 1913³⁾, außerdem von W. Müller⁴⁾ am 18. Dezember 1919 im Ballon „Barbara“. Tabelle 5 und Fig. 3 enthalten die Mittelwerte.

1) Vgl. W. Müller, a. a. O. Fig. 10 und 17, S. 605 und 614. Die hierauf bezüglichen Bemerkungen bei E. Everling, a. a. O. S. 243 unten und 244 Mitte sind demgemäß zu berichtigen.

2) A. Wigand, Ann. d. Phys. 66. S. 81. 1921.

3) Auch bei der 1. Fahrt mit Leitfähigkeitsmessungen wurde das Spannungsgefälle von E. beobachtet; die Ergebnisse werden jedoch wegen teilweisen Versagens der Meßanordnung nicht mitgeteilt.

4) W. Müller, a. a. O. S. 611—613.

Tabelle 1.

Fahrt 1, Fahrbericht.

Datum: 12. Juli 1913.

Ballon: „Nordhausen“ (1680 m³) mit Wasserstoff.

Dauer: 6 h 9 min; Luftlinie: 188 km.

Mittlere Geschwindigkeit: 31 km/h; mittlere Fahrtrichtung: SzE.

Gipfelhöhe: 5480 m um 1 p 3.

Tiefste Temperatur: - 12,2° in 4980 u. 5400 m.

Führer: Wigand.

Beobachter: 1. Wigand (ultraviolette Sonnenstrahlung, Kondensationskernzahl).

2. Lutze (luftelektrische Empfangsstörung der drahtlosen Telegraphie).

3. Everling (Spannungsgefälle).

4. Bongards (Leitfähigkeit).

Zeit h m	Luftdruck in mm	Seehöhe in m	Temp. in °C	Dampfdruck in mm	relat. Feucht		Fahrtrichtg. Geschwind. in km/h	Wetter	Bemerkungen
					R_w %	R_t %			
8 ^a 30	756	85	14,7	9,4	75	—	—	Ci, ACu, StrCu, α^2 , \odot^0	(Bitterfeld)
41	756	85	—	—	—	—	—	—	Abfahrt
46	718	500	—	—	—	—	SE 24	keine \odot	
56	721	470	—	—	—	—	SSE 33	\odot^2 , α -Grenze scharf	
9 7,5	723	450	12,3	8,2	76	—	—	α -Grenze un- scharf	Isothermie (Jesewitz)
9	720	480	12,1	8,3	78	—	—		
33	726	410	12,2	8,3	78	—	—		
39	729	380	13,0	8,4	75	—	SE 27		
52,5	733,5	330	13,2	8,7	78	—	—	Zweite α - Grenze scharf Oben Str mit Fransen Eiskristalle im Korb, Schneeflocken. Cu mit Wogenbildung unten	Isotherm. (Grimma) (Colditz)
10 5	677,5	970	8,9	7,2	84	—	—		
17	—	(1500)	—	—	—	—	SSE 37		
22	621	1670	5,2	4,1	62	—	—		
34,5	598	1970	5,2	3,0	45	—	SSE 44		
36	582	2200	3,2	3,3	57	—	—	Schneetreiben, StrCu unten geschlossen	Inversion (Rochlitz) (Chemnitz- West)
39	567,5	2400	3,1	3,2	56	—	—		
47	582	2200	—	—	—	—	S 48		
50	577,5	2260	1,3	3,1	61	—	—		
11 8	533	2900	— 4,2	—	—	—	—		
14	526	3020	— 3,9	3,1	91	94	SE 53		
31	507,5	3300	— 3,5	3,4	96	98	—		

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Zeit h m	Luftdruck in mm	Seehöhe in m	Temp. in °C.	Dampfdruck in mm	relat. Feucht.		Fahrtrichtg. Geschwind. in km/h	Wetter	Bemerkungen
					R_w %	R_e %			
11 40	504	3350	- 3,0	3,4	92	95	—	☉ ¹ . AStr in Ballonhöhe, dar- über Cu gegen blauen Himmel	Inversion
42	502,5	3380	- 3,4	3,3	92	95	—		
59	481	3720	- 5,4	2,9	95	100	—		
12 ^p 38	404	5120	- 10,6	1,9	91	100	—		Inversion von 4980 m an
57	393,5	5400	- 12,2	1,5	80	90	—		
1 3	392	5430	—	—	—	—	—	☉ ¹⁻² . CiStroben. 2 Halos. Schneetreiben	Gipfelhöhe
9,5	413	4980	- 12,2	1,6	89	100	—		Inversion bis 5120 m
20	—	(5000)	—	—	—	—	—	Untersonne	
2 33	—	(1000)	—	—	—	—	SSW 29		(Sandau, Böhmen)
50	—	—	—	—	—	—	SSE 33		Landung (Drei- haken bei Marienbad, Böhmen)
3 6	—	—	+ 16,0	9,4	69	—	—		

Tabelle 2.

Fahrt 2, Fahrtbericht.

Datum: 27. Juli 1913.

Ballon: „Nordhausen“ (1680 m³) mit Wasserstoff.

Dauer: 4 h 53 min; Luftlinie: 39 km.

Mittlere Geschwindigkeit: 8,4 km/h; mittlere Fahrtrichtung: SW.

Gipfelhöhe: 6310 m um 11a 48. Tiefste Temp.: - 21,0° in 6225 m.

Führer: Wigand.

Beobachter: 1. Wigand (ultraviolette Sonnenstrahlung, Leitfähigk.).

2. Kolhörster (durchdringende Strahlung).

Zeit h m	Luftdruck in mm	Seehöhe in mm	Temp. in °C.	Dampfdruck in mm	relat. Feucht.		Fahrtrichtg. Geschwind. in km/h	Wetter	Bemerkungen
					R_w %	R_e %			
6 ^a 18	758,6	85	14,1	11,4	95	—	—	AStr in Auf- lösung, α, ☉ ²	(Bitterfeld)
7 35	758,6	85	—	—	—	—	—		
43	716,1	580	—	—	—	—	—	α-Grenze scharf	Abfahrt } In- version (GrubeAntonie)
44	711,5	630	19,0	9,6	59	—	—		
45	708,4	665	18,7	9,4	58	—	WSW 4	α. ☉ ²	
52	677,1	1050	14,2	8,4	69	—	—		
53	674,4	1085	14,0	8,2	68	—	—		

Tabelle 2 (Fortsetzung).

Zeit h m	Luftdruck in mm	Seehöhe in m	Temp. in °C.	Dampfdruck in mm	relat. Feucht.		Fahrtichtg. Geschwind. in km/h	Wetter	Bemerkungen
					R_w o/o	R_e o/o			
8 0	(666)	(1190)	—	—	—	—	WSW 8		
3	666,5	1185	13,3	7,4	65	—	—	∞ Streifen in Ballonhöhe, Astr ^o , ☉ ² ∞	(Sanderadorf) Gleichgewicht
25	662,4	1285	12,8	7,1	64	—	—		
58	682,3	985	14,6	8,7	70	—	—		
9 7	(644)	(1480)	—	—	—	—	WSW 9	Cu-Bildung im S u. SE. 3 ∞- Grenzen im W erkennbar	(Straße Spören- Dölsdorf ge- kreuzt)
14	633,1	1610	9,2	7,7	89	—	—		
16	639,3	1530	9,6	7,6	86	—	—		
30	584,7	2240	4,2	5,4	87	—	—		
49	590,3	2160	4,3	5,6	91	—	—	Cu auch im SW, Köpfe über ∞- Grenze Zweite ∞-Grenze un- scharf, höher Großer Cu im NW in Ballon- höhe. ∞-Grenze scharf	
57	598,7	2050	—	—	—	—	—		
10 2	(542)	(2830)	—	—	—	—	—		
12	529,4	3010	— 0,4	3,5	78	78	—		
25	493,3	3560	— 5,0	2,7	86	90	—	In Höhe durch- brechender CuNi. Himmel blau, nicht ∞-frei, um die Sonne weißl.	
11 3	442,9	4410	— 8,7	1,3	53	58	—		
15	418,8	4850	— 10,4	0,68	33	36	SW 7		(Halle a S., Güterbahnhof)
27	390,9	5410	— 16,0	0,44	33	38	—	Über CuNi-Höhe CuNi-Türme höher als Ballon, Donner	
40	368,8	5845	— 17,3	0,35	29	34	—	Nähe CuNi- Bildung, häufig Donner	Gipfelhöhe
48	(347)	(6310)	—	—	—	—	—		
49	350,9	6225	— 21,0	0,13	15	18	—		
12 ^p 28	—	—	—	—	—	—	SW 11,5	Gewitter bleibt auf dem rechten Saaleufer	Landung (2 km nördl. Lauch- stedt)
50	754,3	135	+ 25,6	12,9	53	—	—		

Tabelle 3.

Fahrt 3, Fahrtbericht.

Datum: 4. August 1913.

Ballon: „Berlin“ (2200 m³) mit Wasserstoff.

Dauer: 4 h 57 min; Lufthöhe: 77 km

Mittlere Geschwindigkeit: 16 km/h; mittl. Fahrtrichtung: ESE.

Gipfelhöhe: 8510 m um 11a 33. Tiefste Temp.: - 33,6° in 8450 m.

Führer: Everling.

Beobachter: 1. Everling (Spannungsgefälle).

2. Lutze (Leitfähigkeit).

Zeit h m	Luftdruck in mm	Seehöhe in m	Temp. in °C	Dampfdruck in mm	relat. Fench.		Fahrtrichtg. Geschwind. in km/h	Wetter	Bemerkungen
					R_w %	R_e %			
7 ^a 42	754,6	85	18,4	11,7	74	—	—	Str im E. ∞. ☉ ³	(Bitterfeld)
58	754,6	85	—	—	—	—	—		Abfahrt
8 3	(645)	(1400)	—	—	—	—	—	∞-Grenzescharf, im W Cu darauf, darüber AStr	
8	583,7	2240	6,5	3,8	52	—	SE		
22	564,5	2525	4,6	3,6	56	—	—	Rings Cu in glei- cher Höhe	
43	561,2	2575	4,2	3,2	52	—	—		
52	516,3	3250	1,8	1,5	29	—	—		
55	(509,5)	(3355)	1,6	0,95	18	—	E 20	Zweite ∞-Gren- ze über Cu-Ni- veau scharf. Himmel blau, wolkenlos. AStr im N	(Schwemsal nordöstlich Düben)
9 9	468,0	4035	- 0,9	0,82	19	19	—		} Isothermie
29	444,2	4460	- 1,1	0,61	14	15	—		
45	400,9	5245	- 10,5	0,21	10,1	11,1	—		
10 5	344,1	6425	- 18,0	0,03	2,7	3,1	—		} (7km nordwestl. Torgau)
9	(342)	(6480)	—	—	—	—	ESE 20		
27	338,9	6550	- 18,9	0,00	0,0	0,0	—	Unten unterbro- chene Cu-Decke. Himmel nicht ganz rein blau	
28	(337)	(6595)	- 19,1	0,03	2,9	3,5	—		
42	(313)	(7130)	- 23,4	0,02	2,8	3,5	—		
43	311,1	7175	- 23,9	0,01	1,5	1,9	SE 12		(Torgau)
51	272,8	8120	- 30,0	0,00	0,0	0,0	—		
11 18	260,7	8450	- 33,6	0,00	0,0	0,0	—		
33	(258,7)	(8510)	—	—	—	—	—		Gipfelhöhe
36	270,6	8180	- 30,5	0,00	0,0	0,0	—		
40	(268)	(8245)	—	—	—	—	SE 5	CuNi im SE	(5kms südöstlich Torgau)
12 ^p 55	—	—	—	—	—	—	ESE 14	Bodenböen. ☉ ² .	Landung (2km südöstl. Priesch- ka bei Lieben- werda)
1 59	751,0	95	+ 27,3	25,3	94	—	—		

Tabelle 4. Fahrt 4, Fahrtbericht.

Datum: 9. September 1913.

Ballon: „Düsseldorf II“ (2200 m³) mit Wasserstoff.

Dauer: 8 h 41 min; Luftlinie: 265 km.

Mittlere Geschwindigkeit: 31 km/h; mittlere Fahrtrichtung: NE.

Gipfelhöhe: 9005 m um 1 p 5. Tiefste Temp.: -39,2° in 8915 m.

Führer: Wigand.

Beobachter: 1. Wigand (Leitfähigkeit, ultraviolette Sonnenstrahlg.)

2. Everling (Spannungsgefälle).

Zeit h m	Luftdruck in mm	Seehöhe in m	Temperatur in °C.	Dampfdruck in mm	relativ. Feucht. R_w R_e °/°	Fahrtrichtg. Geschwind. in km/h	Wetter	Bemerkungen
6 ^h 50	758,0	85	7,9	7,7	96	—	Tau. Schwacher Bodennebel, in ∞ übergehend. ☉ ¹⁻²	(Bitterfeld)
7 50	758,0	85	11,0	8,7	88	—	∞-Grenze un- scharf. ☉ ²	Abfahrt Gleichgew. Inversion
8 13	758,0	85	—	—	—	—		
15	(739)	(300)	—	—	—	—		
18	739,4	295	14,1	7,8	65	—		
21	736,8	325	14,2	7,6	62	—	∞-Grenze mäß- ig scharf. Ne- belreste	
32	(648)	(1410)	—	—	—	—	∞-Grenze scharf. Dünnere Str in N, darüber Himmel dunkelblau	
35	623,0	1740	9,3	1,9	21	—	NNE	
37	605,9	1985	9,1	1,7	19	—	—	
57,5	513,5	3340	1,4	1,0	20	—	—	Isothermie Gleichgewicht Inversion
9 4,5	508,6	3415	0,6	0,91	19	—	—	
32	500,6	3545	1,2	0,57	11	—	—	
37	507,1	3440	0,7	0,70	14	—	—	
40,5	502,5	3515	1,1	0,77	16	—	—	(2 km nördlich Kemberg) (Elbe gekreuzt bei Gallien)
47	(498)	(3590)	—	—	—	—	NE 25	
10 5	(452)	(4365)	—	—	—	—	NE 32	
14,5	439,6	4580	—	5,0	0,24	7,6	7,9	
45	356,1	6200	-17,9	0,19	17	20	—	Im N und E je ein kleiner Cu, am Horizont weißer ∞, Ci, Zenith klar. ☉ ² Zahlreiche Cu im N, darüb. Stru. Ci
50,5	361,3	6080	-17,2	0,18	15	18	—	
11 14,5	(350)	(6320)	—	—	—	—	NE 34	
30	302,5	7365	-28,1	0,03	6,4	8,3	—	
41,5	261,4	8415	-34,8	0,00	0,0	0,0	—	(7 km nordwestl. Luckenwalde) Gleichgewicht
51	(255,5)	(8580)	-36,4	0,01	4,8	7,1	—	

Tabelle 4 (Fortsetzung).

Zeit h m	Luftdruck in mm	Seehöhe in m	Temperatur in °C.	Dampfdruck in mm	relativ. Feucht.		Fährtrichtg. Geschwind. in km/h	Wetter	Bemerkungen
					R_w %	R_s %			
12 ^h 4	252,5	8665	-37,4	0,04	21	31	—		Isothermie bis 8800 m
39	243,8	8915	-39,2	0,03	19	30	—		
46	(242)	(8970)	—	—	—	—	NE 30		(Wald bei Grünau)
55,5	245,4	8870	-38,9	0,015	9,4	15	—		Gipfelhöhe
1 5	(240,8)	(9005)	—	—	—	—	—		Isothermie von 8665 m an
11	247,8	8800	-37,4	—	—	—	—		(Münd. der alten Oder in die Oder bei Hohen- saathen)
2 27	605,5	1990	+ 8,3	2,0	24	—	NE 37	In Cu-Höhe. ☉ ²	Inversion
50	621,6	1765	6,2	4,2	59	—	—		
52	628,4	1670	6,3	6,1	85	—	—		
57	631,2	1630	6,4	6,3	87	—	—		
3 9	668,3	1150	10,8	7,1	68	—	—		Gleichgew.
32	—	(1000)	—	—	—	—	NE 31		Isothermie
4 54	—	—	—	—	—	—	NE 29		
5 21	758,1	55	20,8	9,6	52	—	—		(Selchow nord-östlich Königs- berg i. N.) Landung (4 km nordnordwestl. Bhf. Stargard in P.)

In der vierten Spalte der Tab. 5 ist statt des „Reduktionsfaktors“, mit dem man das gestörte Gefälle (dV/dh gemessen in Volt/m) multiplizieren muß, um dessen wahren Wert zu erhalten¹⁾, der „Umrechnungswert“ angegeben, der durch Multiplikation mit dem beobachteten Spannungsunterschied zwischen Meßkollektor und Korb auf das absolute Spannungsgefälle führt. Früher wurde dieser von E. und Müller ebenfalls als Reduktionsfaktor bezeichnet, doch handelt es sich hier streng genommen um eine in reziproken Metern ausgedrückte Größe.

Für diesen Umrechnungswert hat Müller²⁾ aus seinen Messungen folgendes abgeleitet: als untere Grenze für größere

1) H. Ebert u. W. Lutz, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 2. S. 184. 1908.

2) W. Müller, a. a. O. S. 617—618.

Tabelle 5.
Mittelwerte des Spannungsgefälles.

Zeit	Höhe (Mittel- wert) km	Ablesung (Mittel- wert) Volt	Umrech- nungs- wert ¹⁾ m ⁻¹	Absolutes Span- nungs- gefälle Volt/m
4. Aug. 1913, 8 ^h 42	2,54	113,5	0,24	27,2
9 ^h 11 bis 9 ^h 27	4,35	80,6	0,22	17,7
10 ^h 09 „ 10 ^h 33	6,53	44,2	0,20	8,8
11 ^h 36	8,18	36,2	0,18	6,5
9. Sept. 1913, 9 ^h 26 bis 9 ^h 43	3,54	94,4	0,23	21,7
11 ^h 14 ^{1/2}	6,32	36,8	0,20	7,4
11 ^h 58 bis 12 ^h 02	8,62	35,6	0,18	6,4
12 ^h 12 „ 12 ^h 21	8,79	33,5	0,18	6,0
12 ^h 27 „ 12 ^h 43	8,92	30,5	0,18	5,5
12 ^h 46	8,97	21,8	0,18	3,9
1 ^h 16	8,80	22,8	0,18	4,1
18. Dez. 1919, 1 ^h 24 bis 2 ^h 20	2,95	44,5	0,44/1,25	15,7

Höhen, wo die natürliche Zerstreuung am Ballon die Ausgleichwirkung am Korbe überwiegt, den Wert 0,18; als obere Grenze bei relativ kräftiger Ausgleichwirkung am Korbe den Wert 0,26. Am wahrscheinlichsten ist für Höhen bis etwa 3 km der Wert 0,24, für große Höhen über 8 km der Wert 0,18. Die Zwischenwerte sind interpoliert (Tabelle 5, vierte Spalte). Damit kommt eine gewisse Unsicherheit in die Ergebnisse, die in Zukunft, wie oben erwähnt, vermieden werden kann. Demgegenüber war die Meßgenauigkeit der Einzelbeobachtungen des Spannungsunterschiedes durchaus befriedigend, wie ein Auszug aus der Niederschrift von der vierten Fahrt zeigt (Tabelle 6).

4. Erörterung der Ergebnisse.

a) Normaler vertikaler Verlauf des Spannungsgefälles.

Tabelle 5 und Fig. 3 zeigen als anscheinend typisches Verhalten für sommerliche Hochdruckwetterlage mit zunehmender Höhe eine gleichmäßige, anfangs schnelle, später langsamere Abnahme des Spannungsgefälles. Die bei den beiden Hochfahrten gewonnenen Kurven stimmen gut miteinander überein.

1) Vgl. die Bemerkungen im Text.

In 9 km Höhe wird noch ein bestimmter endlicher Wert des Spannungsgefälles gefunden; der Wert 0 scheint nach dem Verlauf der Kurven erst in erheblich größeren Höhen, also wohl in der Stratosphäre erreicht zu werden.

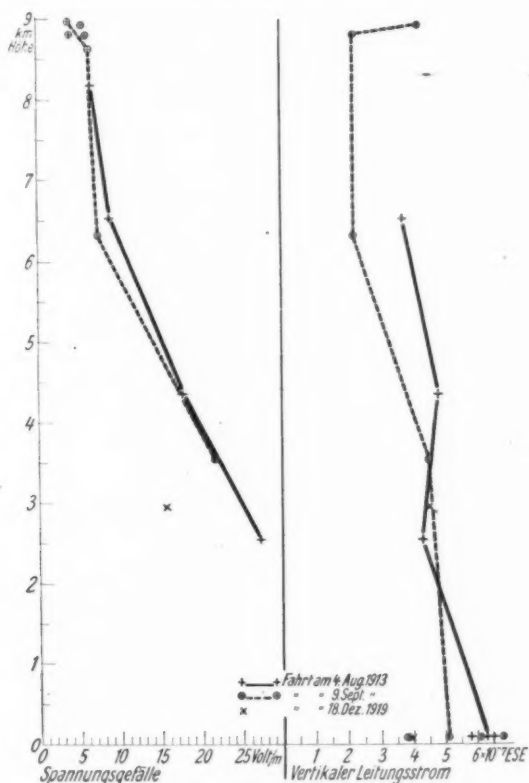


Fig. 3. Vertikaler Verlauf des Spannungsgefälles und vertikalen Leitungsstroms.

Der allgemeine Typus der Normalkurve ist verständlich, wenn man nach der Feldverteilung fragt, die sich im stationären Zustande des vertikalen Leitungsstromes einstellen muß: In den unteren Schichten findet mit Annäherung an die Erd-

Tabelle 6.
Beispiel für Einzelwerte des Spannungsgefälles.

Zeit	Höhe km	Ablesung		
		Skalenteile		Volt
		links	rechts	
9. Sept. 1913				
9 ^a 26	3,54	{ 27,0 27,3	21,4 21,9	91,5 93,0
30	3,54	{ 27,1 28,0	22,0 22,2	92,7 94,8
43	3,55	{ 28,8 29,2	23,9 23,8	101,5 100,0
11 ^a 14 1/2	6,32	{ 13,8 13,9	12,6 11,7	38,0 35,5
11 ^a 58	8,62	{ 13,5 13,8	11,6 11,9	34,7 36,0
12 ^p 02	8,62	{ 13,8 12,8	11,9 11,3	36,0 31,5
12	8,76	{ 13,0 13,7	11,4 11,5	32,5 34,8
21	8,82	{ 13,5 13,0	11,9 11,8	35,3 33,5
27	8,92	{ 12,5 12,2	11,0 11,2	30,0 30,5
28	8,92	{ 12,2 12,0	11,2 11,2	29,8 28,5
43	8,92	{ 11,0 11,4	10,5 10,5	21,8 23,0
46	8,97	{ 11,3 11,3	10,5 10,5	22,5 22,5
1 ^p 16	8,80			

oberfläche als negative Elektrode eine zunehmende Anhäufung der positiven Ionen und damit eine Feldverstärkung statt.

b) Zeitlicher Verlauf und Störungen an Schichtgrenzen.

Der Versuch von Kahl¹⁾, die Messungen von E. zum Aufstellen einer Erfahrungsformel auszunutzen, der ein mehr oder weniger willkürlicher Ansatz zugrunde liegt, scheint uns von geringem Wert zu sein, da schon der allgemeine normale Vertikalverlauf des Spannungsgefälles zu verschiedenen Zeiten im Zusammenhang mit der Wetterlage sich beträchtlich ändert, und da besonders in den unteren Schichten an den Schichtgrenzen nach den Ergebnissen der früheren Beobachter erhebliche Störungen des Normalverlaufes auftreten. Es kann sich daher vorläufig nur darum handeln, nach den noch verhältnis-

1) H. Kahl, Diss. Kiel 1915.

mäßig wenigen vorliegenden Messungen den *allgemeinen Typus* des Vertikalverlaufes des Spannungsgefälles festzustellen, unter einstweiligem Verzicht auf eine analytische Darstellung der Kurve.

Der Vergleich unserer Werte des Spannungsgefälles mit den früheren von Linke¹⁾ und Gerdien²⁾ wie auch der Gerdienschen Werte untereinander zeigt, daß etwa in 4—6 km Höhe das Spannungsgefälle für die gleiche absolute Höhe an verschiedenen Tagen mit verschiedener Wetterlage bis zum mehrfachen Betrage des kleinsten beobachteten Wertes schwanken kann. Unsere Werte von den beiden Fahrten am 4. Aug. 1913 und 9. Sept. 1913 sind durchweg größer als die von Linke und Gerdien für gleiche Höhen, was wohl in der ausgeprägt sommerlich-antizyklonalen Wetterlage dieser beiden Tage seinen Grund hat, während der ebenfalls nach dem Einkollektorverfahren wie auch zur Kontrolle gleichzeitig mit zwei Kollektoren unter dem Ballon am 18. Dez. 1919 gemessene Wert in 2,95 km Höhe mit Werten, die Linke bei zyklonalem Wetter beobachtete, gut übereinstimmt. An diesem Tage herrschte winterliche Tiefdruckwetterlage; der Ballon trieb am Vorderende einer schnell von NW einbrechenden Depression 100 bis 200 m über einem dichten, zusammenhängenden, sich hebenden Stratus. Die übereinstimmenden Beobachtungen dieser letzten Fahrt nach beiden Meßverfahren schließen methodische Fehler als Ursache für die Unterschiede zwischen unseren und den älteren Ergebnissen aus.

Außer solchen zeitlichen Änderungen des Spannungsgefälles, die sich im Zusammenhang mit den Änderungen der Wetterlage im Verlaufe eines oder mehrerer Tage abspielen, kommen auch *Änderungen von kürzerer Dauer* vor. Aus den wenigen Beobachtungen, die bisher für gleiche Höhenlagen gewonnen werden konnten, läßt sich nichts Bestimmtes über den zeitlichen Verlauf des Spannungsgefälles in kürzerer Zeit angeben. Als rein qualitative Beobachtung neben den eigentlichen Messungen sei verzeichnet, daß in größeren Höhen die plötzlichen Zuckungen des Spannungsgefälles seltener auftreten, ebenso wie die durch

1) F. Linke, a. a. O.

2) H. Gerdien, Gött. Nachr., Math.-phys. Kl., 1904. S. 277; 1905. S. 258 und 447.

diese Zuckungen bewirkten Störungen des funktelegraphischen Empfanges¹⁾, die sich beim Hörempfang als Störungsgeräusche äußern.

Zur sicheren Feststellung der Störung des normalen Vertikalverlaufes des Spannungsgefälles durch die meteorologische *Schichtung der Atmosphäre*, worauf nach Linkes Untersuchungen besonders infolge von *Eigenladungen* der Dunstschichten zu schließen ist, sind Messungen in kleineren Höhenstufen erforderlich, als wir sie bei den beiden Hochfahrten ausführen konnten. Wegen der Notwendigkeit der Ausgleichung des Ballons in jeder Schicht und wegen der fahrtechnischen Schwierigkeit, den Ballon in unstabilen Schichten ohne störenden Ballastwurf längere Zeit in gleicher Höhe zu halten, sind solche Feststellungen mit dem Erreichen großer Höhen schwer vereinbar.

Jedoch ergab die Hochfahrt am 9. September 1913 in der obersten Höhenstufe beträchtliche Schwankungen des Spannungsgefälles bei verhältnismäßig geringen Höhenänderungen, offenbar im ursächlichen Zusammenhang mit der in 8,80 km Höhe vorhandenen Schichtgrenze, um welche der Ballon während dieser Messungen ohne Ballastabgabe vertikal pendelte. Die Temperaturzustandskurve²⁾ zeigt dort nach Tabelle 4 den Übergang einer von 8,655—8,800 km Höhe reichenden Isothermie mit $-37,4^{\circ}$ in eine instabile Schicht mit schneller Temperaturabnahme nach oben und starken Feuchtigkeitsänderungen; auch die Leitfähigkeitsmessungen derselben Höhenstufe zeigen unter dem Einfluß dieser Schichtgrenze beträchtliche Schwankungen der Einzelwerte bei geringer Änderung der Höhe.

Während der Hochfahrt am 4. Aug. 1913 entwickelte sich allmählich *Gewitterneigung*, die sich durch Bildung entfernter CuNi und bis in große Höhen hinaufreichenden Dunst bemerkbar machte. Das beobachtete Spannungsgefälle zeigt jedoch keine merkliche Störung, sondern stimmt in seinem vertikalen Verlauf gut überein mit dem am 9. Sept. 1913 bei klarem, gewitterfreiem Hochdruckwetter gefundenen Normalverlauf.

1) G. Lutze, Physik. Ztschr. 14. S. 1148. 1913; Verh. d. D. Physik. Ges. 15. S. 1100. 1913; R. Breyer, Diss. Halle 1914.

2) Vgl. Fig. 5 der die gleichzeitigen Leitfähigkeitsmessungen betr. Abhandlung von A. Wigand, Ann. d. Phys. 66. S. 81. 1921.

c) Vertikaler Leitungsstrom.

Die Stromdichte i der durch Ionenleitung vertikal transportierten Elektrizität (also ohne den Konvektionsstrom durch Niederschläge und vertikale Luftbewegung) erhält man durch Multiplizieren des Spannungsgefälles (dV/dh) mit der Summe der auf den positiven und negativen Ionen beruhenden Leitfähigkeiten ($\lambda_+ + \lambda_-$):

$$i = \frac{dV}{dh} (\lambda_+ + \lambda_-) \text{ elektrostatische CGS-Einheiten pro cm}^2.$$

Das in Volt/m ausgedrückte Spannungsgefälle wird durch Division mit $3 \cdot 10^4$ in elektrostatische CGS-Einheiten umgerechnet.

Tabelle 7 bringt, im Anschluß an Tabelle 5 die Mittelwerte des vertikalen Leitungsstromes, die in Fig. 3 zur graphischen Darstellung des Höhenverlaufs eingetragen sind. Die Leitfähigkeiten sind aus den gleichzeitigen Messungen¹⁾ für die Höhen, in denen das Spannungsgefälle gemessen wurde, interpoliert und bezüglich der Kondensatorkapazität sowie des Ladungsverlustes ohne Ventilation korrigiert.

Für theoretische Betrachtungen über den Elektrizitäts-haushalt der Atmosphäre ist die Frage von Bedeutung, ob der normale, von oben nach unten gerichtete vertikale Leitungsstrom eine von der Höhe unabhängige Größe hat. Das ist nach unseren Ballonmessungen nicht der Fall: Die Stromdichte i zeigt vielmehr in ihrem allgemeinen vertikalen Verlauf deutlich eine *Abnahme mit zunehmender Höhe*. Diese Änderung sowie die Schwankungen im Verlauf der Kurve glauben wir als reell ansehen zu dürfen, da sie offenbar außerhalb der Beobachtungsfehler liegen und durch die reellen Schwankungen der Einzelwerte des Spannungsgefälles und der Leitfähigkeit bedingt sind. Auch die von Gerdien²⁾ bei seinen Ballonfahrten gefundenen Werte des vertikalen Leitungsstromes zeigen erhebliche, wohl kaum auf Versuchsfehlern beruhende Schwankungen im Zusammenhang mit den Änderungen der Höhenlage.

1) A. Wigand, a. a. O. Fig. 4 u. 5; Phys. Zeitschr. 22. S. 41—42. 1921 (hier steht infolge eines Druckfehlers 10. statt 18. Dez. 1919).

2) H. Gerdien, a. a. O.

Tabelle 7.
Vertikaler Leitungsstrom.

Zeit	Höhe km	Span- nungs- gefälle (dV/dh) Volt/m	Leit- fähigkeit ($\lambda_+ + \lambda_-$) ESE $\cdot 10^4$	Vertikal- strom (i) ESE $\cdot 10^7$	Bemerkungen
4. Aug. 1913					
8 ^a 42	2,54	27,2	4,8	4,3	} <i>Ballon</i>
9 ^a 11 — 9 ^a 27	4,35	17,7	8,2	4,8	
10 ^p 09 — 10 ^a 38	6,53	8,8	12,6	3,7	} <i>Potsdam</i>
8 — 9 ^a	0,085	158	1,23	6,5	
9 — 10	0,085	175	1,11	6,5	} (Mittel)
10 — 11	0,085	164	1,06	5,8	
	0,085	166	1,13	6,3	
9. Sept. 1913					
9 ^a 26 — 9 ^a 43	3,54	21,7	6,2	4,5	} <i>Ballon</i>
11 ^a 14 $\frac{1}{2}$	6,32	7,4	9,0	2,2	
12 ^p 27 — 12 ^p 43	8,92	5,5	23	4,2	} <i>Potsdam</i>
1 ^p 16	8,80	4,1	16	2,2	
9 — 10 ^a	0,085	301	0,68	6,8	} (Mittel)
11 — 12	0,085	274	0,67	6,1	
12 — 2 ^p	0,085	190	0,60	3,8	
	0,085	239	0,64	5,1	
18. Dez. 1919					
1 ^p 24 — 2 ^p 20	2,95	15,7	8,6	4,5	<i>Ballon</i>
1 $\frac{1}{2}$ — 2 $\frac{1}{4}$ ^p	0,085	139	0,84	3,9	<i>Potsdam</i>

Allerdings stecken doch noch Unsicherheiten in den einzelnen i -Werten, da die Werte für dV/dh und $(\lambda_+ + \lambda_-)$, aus denen sie durch Multiplikation gebildet sind, nicht streng gleichzeitig gemessen werden konnten, so daß eventuell zeitliche Schwankungen von kurzer Dauer als Fehler mit eingehen. Und für die Feststellung der Kurve des Vertikalverlaufs besteht der Mangel (wie für jegliche mit Messungen in Luftfahrzeugen gewonnenen Zustandskurven der Atmosphäre, wenn sie ein Momentbild darstellen sollen), daß Änderungen während der Dauer des Aufstiegs nicht berücksichtigt sind.

Welchen Betrag solche zeitliche Änderungen des vertikalen Leitungsstromes annehmen können, zeigen die mit angeführten, während der Fahrten am Potsdamer Meteorologischen Observatorium registrierten Stundenmittelwerte; die Schwankungen der Momentanwerte sind noch erheblich größer. Da man die täglichen periodischen Schwankungen solcher Bodenwerte dem

Einfluß der Sonnenstrahlung auf den Erdboden und die bodennahen Luftschichten zuzuschreiben hat¹⁾, so darf man vermuten, daß in bodenferneren Schichten, wo dieser Einfluß verschwindet, die periodischen Schwankungen fehlen werden; in der Höhe wird also ein Vertikalstrom fließen, dessen Größe von dem gleichzeitigen am Boden verschieden ist. Daher ist die Annahme konstanter Stromdichte in der Vertikalen auch mit den tatsächlichen Änderungen der Bodenwerte nicht vereinbar.

Wenn in der Atmosphäre *Dunst- und Wolkenschichten mit besonderen Eigenladungen* vorhanden sind, wie stets auch bei normalstem Schönwetter, so müssen diese durch Verstärkung oder Abschwächung des Feldes in ihrer Höhenlage die Stromdichte i vergrößern oder verkleinern, bilden also Quellen oder Senken des vertikalen Leitungsstromes. Dabei ist vorausgesetzt, daß sich die Leitfähigkeit in solchen Schichten nicht etwa genau umgekehrt proportional der Größe des Spannungsgefälles ändert, was sicher nicht der Fall ist, wenn auch wohl qualitativ die Änderungen von dV/dh und $(\lambda_+ + \lambda_-)$ in entgegengesetztem Sinne verlaufen.

Beispiele für derartige, anscheinend mit der Schichtung zusammenhängende Änderungen des vertikalen Leitungsstromes zeigt die Fahrt am 9. September 1913 in 8,80 bis 8,92 km Höhe an der bereits bei der Besprechung der Schwankungen des Spannungsgefälles erwähnten oberen Grenze einer Isothermie; ferner die Fahrt am 4. August 1913, deren größter Wert des vertikalen Leitungsstromes in 4,35 km Höhe in einer Isothermie²⁾ liegt. Auch ist hier als Beispiel zu erwähnen, daß Gerdien³⁾ bei seiner Ballonfahrt am 11. Mai 1905 einen größten Wert des vertikalen Leitungsstromes unter einer Inversion in 0,270 km Höhe fand.

Kann daher schon bei „normalem“, ungestörtem Wetter keine strenge Vertikalkonstanz von i bestehen, so ist sie um so weniger möglich in solchen Störungsschichten, in denen das Spannungsgefälle negativ ist, der vertikale Leitungsstrom

1) K. Kähler, Phys. Zeitschr. 13. S. 1216. 1912.

2) Vgl. vorstehende Tab. 3 und Fig. 4 der die gleichzeitigen λ -Messungen betreffenden Abhandlung von A. Wigand, Ann. d. Phys. 66. S. 81. 1921.

3) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1905. S. 258.

also umgekehrte Richtung hat, was keineswegs nur in Gewittern und Böen vorkommt.

Falls der vertikale Leitungsstrom, wie es scheint, im stationären Zustande die bei unseren Ballonfahrten gefundene allgemeine Tendenz zur Abnahme mit wachsender Höhe besitzt, so hat man anzunehmen, daß sich nicht nur in großen Höhen, sondern ebenso in den unteren Schichten der Atmosphäre ein nicht auf Ionenleitung beruhender Vorgang abspielt, der die betreffenden Schichten dauernd zu Quellen eines von oben nach unten gerichteten Vertikalstromes macht. Und dieser Vorgang wird in engem Zusammenhang mit den Eigenschaften der Luftschichten eine diskontinuierliche vertikale Verteilung besitzen, da erfahrungsgemäß an den Schichtgrenzen sprunghafte Änderungen der vertikalen Stromdichte auftreten.

Ein solcher zur Erzeugung der Stromquellen angenommener Vorgang gibt dann auch die Möglichkeit zur Erklärung der Tatsache, daß das normale elektrostatische Erdfeld längere Zeit in einem Gleichgewichtszustande beharren kann, obgleich die das Erdfeld bewirkenden freien Ladungen dauernd schnell ausgeglichen werden. Der Vorgang, der das Erdfeld aufrecht erhält, würde sich danach in derselben Luftmasse abspielen, in der die ihn kompensierende vertikale Ionenwanderung des Leitungsstromes stattfindet.

Ohne näheres Eingehen auf die physikalische Natur und Theorie dieses Vorganges, auf den man aus der Höhenänderung des vertikalen Leitungsstromes zu schließen hat, seien hier nur die dafür in Frage kommenden Möglichkeiten genannt: Der in den höheren wie in den tieferen Schichten der Atmosphäre auftretende Vorgang kann darin bestehen, daß der Luft positive Ladung zugeführt oder negative Ladung entzogen wird, oder aber daß eine *vertikal gerichtete Ionisierung* stattfindet, bei der die entstehenden negativen Ionen relativ zu den zugehörigen positiven Ionen nach unten verschoben werden.

Diese letztere Vorstellung würde im wesentlichen mit der Hypothese von Swann¹⁾ übereinstimmen, nach der man die von oben kommende, sehr durchdringende γ -Strahlung in der

1) W. F. G. Swann, Terr. Magn. 20. S. 105. 1915; Journ. Franklin Inst. November 1919. S. 597.

Atmosphäre als wirksames Agens für den Ursprung und die Aufrechterhaltung des Erdfeldes anzusehen hat, indem diese Strahlung in der Luft eine nach unten gerichtete, aus negativen Elektronen bestehende Dornsche Sekundärstrahlung erzeugen soll.

5. Aufgaben für die Weiterarbeit.

Zur Klärung dieser Zusammenhänge ergeben sich für die Weiterarbeit die folgenden Aufgaben: Die Ergebnisse der mitgeteilten Beobachtungen haben die früher bis 6 km Höhe erstreckten Beobachtungen bis 9 km erweitert und Beiträge geliefert zur Kenntnis der Einzelheiten des vertikalen Verlaufs von Spannungsgefälle und vertikalem Leitungsstrom; sie regen zur Ergänzung in zwei Richtungen an: einmal zur Ausdehnung der Beobachtungen in Höhen noch über 9 km bis in die Stratosphäre hinein, und sodann zum genaueren Studium der *Feinstruktur des Vertikalverlaufs*. Ferner sind neue Untersuchungen über die Eigenschaften der *durchdringenden Höhenstrahlung* erforderlich.

Die Erreichung größerer Höhen, jedenfalls des untersten Teils der Stratosphäre, ist mit dem bemannten Freiballon zwar möglich, aber in absehbarer Zeit in Deutschland nicht ausführbar. Zur einwandfreien kontinuierlichen Untersuchung der Höhenänderungen der luftelektrischen Elemente nach den bisherigen oder ähnlichen Methoden reicht der Freiballon grundsätzlich nicht aus, da für jede Einzelmessung eine längere Beobachtungsdauer erforderlich ist, während deren sich der Ballon ohne Ballastabgabe in gleicher Höhe halten muß, was aus aerostatischen Gründen nur in meteorologisch bevorzugten, wegen der vertikalen Temperaturverteilung stabilen Schichten möglich ist, also nicht in jeder beliebigen Höhe.

Für beide Zwecke wird aber das *Flugzeug* verwendbar sein, da mit ihm heute schon die Höhe von 10 km und damit die mittlere Lage der unteren Stratosphärenengrenze überschritten worden ist, und man bei einem Flugzeugaufstiege mit Augenbeobachtungen und Registrierung nach Momentanmethoden gleichmäßig für alle durchstiegenen Schichten zusammenhängende Werte der luftelektrischen Elemente erhalten kann, ohne in Stufen ansteigen zu müssen.¹⁾

1) A. Wigand, Zeitschr. f. Flugtechn. und Motorluftsch., 4. Beiheft. S. 43. 1921.

Die Ausbildung des Meßverfahrens für das Spannungsgefälle im Flugzeuge ist zurzeit im Gange. Damit läßt sich auch die Untersuchung einer praktischen, für die Sicherheit des Luftschiffverkehrs wegen elektrischer Zündgefahr wichtigen Frage verbinden, nämlich der Selbstaufladung von Explosionsmotoren im Betriebe und ihrer Beseitigung. Ferner sind laufend und mit einfachen Mitteln ausführbare Messungen des Spannungsgefälles während der Fahrt von Nutzen, um die dem Luftschiff durch extrem hohes Spannungsgefälle gefährlichen Luftschichten und damit besonders Gewitterlagen rechtzeitig zu erkennen und zu vermeiden.

6. Zusammenfassung.

1. Bei zwei Freiballonfahrten wurden Messungen des Spannungsgefälles bis 8,97 km Höhe ausgeführt.

2. Das dazu verwendete *Einkollektormessverfahren* ergibt Relativwerte, die nach Versuchen in einem künstlichen elektrischen Felde auf Absolutwerte *reduziert* wurden.

3. Der *normale Vertikalverlauf des Spannungsgefälles* bei Hochdruckwetter zeigt mit zunehmender Höhe eine anfangs schnelle, später langsamere Abnahme bis zum Werte 3,9 Volt/m in 8,97 km Höhe. Die zeitlichen Schwankungen und Störungen an Schichtgrenzen werden erörtert.

4. Die Größe des *vertikalen Leitungstromes*, berechnet aus dem Spannungsgefälle und gleichzeitig gemessenen Werten der Leitfähigkeit, zeigt im allgemeinen eine Tendenz zur Abnahme mit wachsender Höhe, ferner beträchtliche, mit der Luftschichtung zusammenhängende Schwankungen in allen Höhen. Auf die theoretische Deutung dieses Verhaltens im Zusammenhang mit dem Problem der Erhaltung des elektrostatischen Erdfeldes wird hingewiesen.

Für diese Untersuchungen standen Mittel aus der Aero-physikalischen Stiftung Halle zur Verfügung.

Halle a. S., Physikal. Inst. der Univ., im September 1921.

(Eingegangen 12. Oktober 1921.)

4. *Erwiderung auf Hrn. Lenards Vorbemerkungen
zur Soldnerschen Arbeit von 1801¹⁾;
von M. v. Laue.*

1. Zum Hauptgegenstande können wir uns kurz fassen und ohne auf eine zurzeit noch aussichtslose Erörterung über den empirischen Betrag der Lichtablenkung an der Sonne einzugehen, die Frage stellen: Sollte nicht ein gewisser Fortschritt gegenüber Soldners Berechnung allein schon darin liegen, daß die allgemeine Relativitätstheorie diese Ablenkung mit der elektromagnetischen Wellentheorie²⁾, statt mit der Emissionstheorie des Lichtes verknüpft?

Hr. Lenard behandelt daneben noch andere Themen. Wir greifen einige davon heraus und erwidern;

2. Die Trägheit der *elektromagnetischen* Energie war in der Tat schon vor der Relativitätstheorie bekannt. H. Poincaré³⁾ und M. Abraham⁴⁾ haben sich wohl die größten Verdienste um diese Erkenntnis erworben, indem sie den Begriff des elektromagnetischen Impulses schufen. F. Hasenöhl hat nur das — allerdings nicht gering zu schätzende — Verdienst des ersten Versuchs, aus diesem Begriff eine Dynamik der Hohlraumstrahlung herzuleiten.⁵⁾ Daß aber *jede* Energieströmung Impuls mit sich führt, und daß umgekehrt *aller* Impuls auf Energieströmung beruht, diesen Gedanken konnte erst die Relativitätstheorie folgerichtig durchführen; denn erst sie räumte mit der ihm widersprechenden Newtonschen Dynamik grundsätzlich auf. Die Masse, welche auf Energie beruht, nach einem

1) J. Soldner, Ann. d. Phys. 65. S. 593. 1921.

2) Vielleicht am deutlichsten bei M. v. Laue, Physik. Zeitschr. 21. S. 659. 1920.

3) H. Poincaré, Lorentz-Festschrift 1900. S. 252.

4) M. Abraham, Ann. d. Phys. 10. S. 105. 1903.

5) Richtig durchgeführt hat diese Betrachtungen erst die von Planck verbesserte Mosengeilsche Dissertation, Ann. d. Phys. 22. S. 867. 1907.

bestimmten Autor zu benennen, wie Hr. Lenard vorschlägt, wäre gänzlich überflüssig, weil es nach unserer Auffassung, welche auch Hr. Lenard zu vertreten scheint, andersartige Masse überhaupt nicht gibt.

3. Hr. Lenard verweist auf seine Ableitung derjenigen Dynamik, welche man gemeinhin als relativistisch bezeichnet. Nach dieser Berechnung¹⁾ soll sich die Kraft auf einen Massenpunkt mit der Geschwindigkeit v zusammensetzen aus einem universellen Faktor $f(v)$ und einem Faktor K_0 , welcher die Kraft unter sonst gleichen Umständen, aber für $v = 0$, anzeigt. Wir ziehen daraus die Folgerung: „Die Arbeit, die ein elektrostatisches Feld leistet, wenn man eine Punktladung eine bestimmte Potentialdifferenz durchlaufen läßt, ist von der Durchlaufungsgeschwindigkeit abhängig“. Und weiter: „Läßt man die Punktladung in solchem Felde einen bestimmten Weg hin mit anderer Geschwindigkeit durchlaufen, als zurück, so hat man bei diesem Kreisprozeß ein von Null verschiedenes Arbeitsquantum gewonnen.“

4. In Anm. 2 zu S. 599 wirft Hr. Lenard die berechnete Frage auf, weshalb man die Elektronenbewegung im Atom nach der beschränkten, und nicht nach der allgemeinen Relativitätstheorie quantelt. Die den theoretischen Physikern schon bekannte, aber vielleicht bisher nicht gedruckte Antwort lautet: Weil das keinen merklichen Unterschied in den Größen der Terme ausmacht, und man mit den bis jetzt bekannten Beobachtungsmethoden, einschließlich der spektroskopischen, andere Eigenschaften der Quantenbahnen, als ihre Energie, d. h. die Tenne, nicht fassen kann. Die Begründung dafür findet sich in § 25 von Band II meines Buches „Die Relativitätstheorie“.²⁾

Berlin, Oktober 1921.

1) P. Lenard, *Jahrb. d. Radioaktivität und Elektronik* 17. S. 307. 1921; vgl. S. 341 unten.

2) Erschienen Braunschweig 1921.

(Eingegangen 10. Oktober 1921.)

5. Liniengruppen und innere Quanten; von R. Götze.

I. Schiefsymmetrische Tripletgruppen ($d_i d_j$).

Rydberg¹⁾ hat die Spektren von Calcium und Strontium eingehend verglichen und dabei zwei Gruppen angegeben, zu welchen Popow²⁾ die entsprechende im Barium gefunden hat. Diese von Popow „schiefsymmetrische Kombinationsgruppen“ genannten Gebilde bestehen aus den folgenden Linien:

(Rydbergs Zahlen wurden aufs Vakuum reduziert; die Sr-Linie 18034,27 $10^8 \lambda^{-1}$, welche nicht zur Gruppe gehört, wurde weggelassen.)

Ca	Sr	Ba
λ vak. Å.-E. $10^8 \lambda^{-1}$	λ vak. Å.-E. $10^8 \lambda^{-1}$	λ vak. Å.-E. $10^8 \lambda^{-1}$
5604,59 17 842,51	5541,79 18 044,70	6695,91 14 934,49
5603,04 17 847,45	5536,52 18 061,89	6677,33 14 976,04
5600,21 17 856,48	5523,53 18 104,36	6597,36 15 157,58
5596,17 17 869,37	5505,98 18 162,07	6529,31 15 315,56
5591,82 17 883,27	5487,87 18 222,01	6500,75 15 382,84
5590,48 17 887,55	5482,65 18 239,35	6452,79 15 497,17
5583,68 17 909,33	5452,57 18 339,97	6343,63 15 763,84

Die Gruppen können in die folgenden Rydbergschen Schemata eingeordnet werden. (Die eingeklammerten Zahlen bedeuten die nach Popows Aufnahmen geschätzten relativen Intensitäten; größere Zahlen bedeuten größere Intensitäten.)

1) J. R. Rydberg, Beiträge zur Kenntnis der Linienspektren IV. Wied. Ann. 52. S. 119. 1894.

2) S. Popow, Über eine Gesetzmäßigkeit in den Linienspektren. Ann. d. Phys. 45. S. 147. 1914.

Ca:						
		(8) 17 842,51	13,97	(10) 17 856,48		d_3'
		26,86		26,79		
(8) 17 847,45	21,92	(15) 17 869,37	13,90	(8) 17 883,27		d_2'
40,10		39,96				
(20) 17 887,55	21,78	(8) 17 909,33				d_1'
Sr:						
		(8) 18 044,70	59,66	(10) 18 104,36		d_3'
		117,37		117,65		
(8) 18 061,89	100,18	(15) 18 162,07	59,94	(8) 18 222,01		d_2'
177,46		177,90				
(20) 18 239,35	100,62	(8) 18 339,97				d_1'
Ba:						
		(8) 14 976,04	181,54	(10) 15 157,58		d_3'
		339,52		339,59		
(8) 14 984,49	381,07	(15) 15 315,56	181,61	(8) 15 497,17		d_2'
448,35		448,28				
(20) 15 382,84	381,00	(8) 15 763,84				d_1'
d_1		d_2		d_3		

Die horizontalen Differenzen sind die bekannten¹⁾ Differenzen der d -Terme des Grundgliedes der I. Tripletnebenserie. Die vertikalen Differenzen sind neu. Homologe Linien in den Gruppen haben denselben Zeemaneffekt. Die Prestonsche Regel gilt.

Die Zeemantypen der Gruppen wurden ausgemessen und konnten mit Hilfe der Landéschen Theorie²⁾ als die Kombinationen $d_i d_j$ gedeutet werden:

Die schiefssymmetrischen Kombinationsgruppen sind Kombinationen aus lauter d -Termen; sie bestehen aus sieben starken Linien, die keiner besonderen Anregungsbedingung bedürfen.

Zur Messung der Typen dienten die Sr- und Ba-Aufnahmen von S. Popow. Die Ca-Typen sind bereits etwas gestört und wurden zur Messung nicht benutzt. Die beobachteten Aufspaltungen konnten bequem als ganze Vielfache von $a/6$

1) Für Ca und Sr vgl.: B. Dunz, Bearbeitung unserer Kenntnisse von den Serien. Diss. Tübingen 1911. Für Ba vgl.: F. A. Saunders, Revision of the series in the spectrum of Barium. Astrophys. Journal 1920. S. 23.

2) A. Landé, Über den anomalen Zeemaneffekt. Zeitschr. f. Phys. 5. Heft 4. S. 231. 1921.

angegeben werden. (a = normale Aufspaltung = $4,692 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \text{ H}^{-1}$.) Demgemäß wurde in der folgenden Zusammenstellung aus jedem beobachteten Typ a berechnet. Die Abweichung der Messungen von den angegebenen Typen geht aus der letzten Spalte hervor. Die eingeklammerten Zahlen geben wieder die relativen Intensitäten an.

Komb.	Beobachteter Typ ¹⁾		a ber.	Fehler gegen $a = 4,692 \times 10^{-5}$
$d_1 d_1'$	\parallel 0 (7)	\perp $\pm 8 \frac{a}{6}$ (7)	$4,65 \times 10^{-5}$	-1%
$d_1 d_2' = d_2 d_1'$	\parallel $0 \pm \frac{a}{6} + 2 \frac{a}{6}$ (1) (0,75) (0,5)	\perp $\pm a \pm 7 \frac{a}{6} \pm 8 \frac{a}{6} + 9 \frac{a}{6} \pm 10 \frac{a}{6}$ (0) (0,25) (0,5) (0,75) (1)	$4,61 \times 10^{-5}$	-2% ²⁾
$d_2 d_2'$	\parallel 0 (5)	\perp $\pm 7 \frac{a}{6}$ (5)	$4,68 \times 10^{-5}$	$-0,25\%$
$d_2 d_3' = d_3 d_2'$ ³⁾	\parallel 0 (2)	\perp $\pm 3 \frac{a}{6}$ (0,5)	$4,70 \times 10^{-5}$	$+0,2\%$
$d_3 d_3'$	\parallel 0 (3)	\perp $\pm 4 \frac{a}{6}$ (2)	$4,72 \times 10^{-5}$	$+0,5\%$

(\parallel und \perp bedeutet parallel bzw. senkrecht zum Feld schwingend.)

Aus den magnetischen Energieniveaus von Landé gehen die Kombinationen $d_i d_j$ folgendermaßen hervor:

1) Einige Komponenten sind bereits richtig gemessen von B. E. Moore, Physik. Zeitschr. 1911. I. S. 443.

2) Dieser Typ war nur bei Ba 6343 in II. Ordnung aufgelöst und auch dort zur Hälfte von einer Nachbarlinie verdeckt.

3) Auf die Existenz der \perp -Komp. $3 \frac{a}{6}$ hat erst die Landésche Theorie aufmerksam gemacht. Tatsächlich konnte sie auf einer neuen Ca-Aufnahme, die Hr. E. Back mit der von ihm erfundenen Vakuum-Abreibbogenlampe gemacht hat, gemessen werden.

$$\begin{aligned} d_1 \left\{ -\frac{12}{3} - \frac{8}{3} - \frac{4}{3} 0 + \frac{4}{3} + \frac{8}{3} + \frac{12}{3} \right\} & d_1 \left\{ -\frac{12}{3} - \frac{8}{3} - \frac{4}{3} 0 + \frac{4}{3} + \frac{8}{3} + \frac{12}{3} \right\} \\ d_1 \left\{ -\frac{12}{3} - \frac{8}{3} - \frac{4}{3} 0 + \frac{4}{3} + \frac{8}{3} + \frac{12}{3} \right\} & d_2 \left\{ -\frac{14}{6} - \frac{7}{6} 0 + \frac{7}{6} + \frac{14}{6} \right\} \end{aligned}$$

$$(d_1 d_1) \left\{ \frac{(0) \quad 4}{3} \right\} \quad (d_1 d_2) \left\{ \frac{(0) (1) (2) \quad 6 \quad 7 \quad 8 \quad 9 \quad 10}{6} \right\}$$

$$\begin{aligned} d_3 \left\{ -\frac{14}{6} - \frac{7}{6} 0 + \frac{7}{6} + \frac{14}{6} \right\} & d_3 \left\{ -\frac{14}{6} - \frac{7}{6} 0 + \frac{7}{6} + \frac{14}{6} \right\} \\ d_2 \left\{ -\frac{14}{6} - \frac{7}{6} 0 + \frac{7}{6} + \frac{14}{6} \right\} & d_3 \left\{ -\frac{1}{2} 0 + \frac{1}{2} \right\} \end{aligned}$$

$$(d_2 d_2) \left\{ \frac{(0) \quad 7}{6} \right\} \quad (d_2 d_3) \left\{ \frac{(0) \quad 3 \quad (4) \quad 7 \quad 11}{6} \right\}$$

$$\begin{aligned} d_3 \left\{ -\frac{1}{2} 0 + \frac{1}{2} \right\} \\ d_3 \left\{ -\frac{1}{2} 0 + \frac{1}{2} \right\} \\ (d_3 d_3) \left\{ \frac{(0) \quad 1}{2} \right\} \end{aligned}$$

Auch aus quantentheoretischen Gründen folgt ohne Kenntnis der Zeemaneffekte, daß die Gruppen Kombinationen aus lauter d -Termen sein müssen:

Es liegt die Kombination $d_i D_j$ vor, wie Popow¹⁾ sie schon bezeichnet. Sucht man zu den drei inneren Quantenzahlen 3, 2, 1 von d_1, d_2, d_3 ,

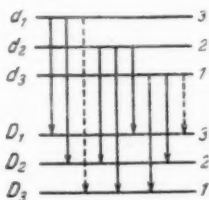


Fig. 1.

drei andere Quantenzahlen, so daß sieben Quantensprünge 0 oder ± 1 entstehen, so müssen diese Zahlen ebenfalls 3, 2, 1 sein; d. h. die D -Terme sind d -Terme. Die in der Fig. 1 durch gestrichelte Pfeile dargestellten Quantensprünge sind nach dem Auswahlprinzip von Sommerfeld²⁾ verboten.

1) S. Popow, a. a. O. S. 156.

2) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 63. S. 230. 1920.

Der Sommerfeldsche Zerlegungssatz¹⁾ gibt für die Kombination $d_i d_j$ den Rungeschen Nenner 3 an. Dies steht mit den Beobachtungen nicht im Einklang, woraus folgt, daß der Zerlegungssatz nicht richtig ist.

Für die Landésche Theorie bedeutet die Auffindung der erwähnten Zeemantypen eine glänzende Bestätigung.

II. $3 \frac{a}{2}$ -Tripletgruppen $(p_i p_f)$.

Für die $p_i p_j$ -Kombinationsgruppen ist das gleiche Rydbergsche Schema zu erwarten wie für die $d_i d_j$ -Gruppen. Hier wird aber die Symmetrie gestört, weil die Kombination $p_3 p_3'$ ausfällt²⁾ ($k = 0, k' = 0$). Nach Landé besteht daher, wie die Tabellen zeigen, die Gruppe $p_i p_j$ aus sechs Linien mit der

$$\begin{array}{ll} p_1 \left\{ -\frac{6}{2} - \frac{3}{2} 0 + \frac{3}{2} + \frac{6}{2} \right\} & \text{Innere Quanten-} \\ & \text{zahl } k = 2 \\ p_2 \left\{ \quad -\frac{3}{2} 0 + \frac{3}{2} \right\} & k = 1 \\ p_3 \left\{ \quad \quad 0 \right\} & k = 0 \end{array}$$

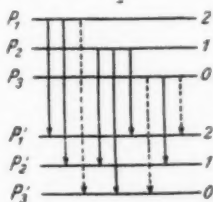


Fig. 2.

Aufspaltung $3\frac{a}{2}$. Solche $3\frac{a}{2}$ -Gruppen, welche, wie Hr. Prof. Paschen festgestellt hat, aus sechs Linien bestehen, sind bei verschiedenen Elementen bekannt. Wir können diese Gruppen

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **63**, S. 230. 1920, oder auch:
A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 2. Aufl. S. 537.

2) A. Landé, Physik. Zeitschr. **22**, S. 417. 1921. Auswahlregel B' .

nach der Landéschen Theorie als Kombinationen von lauter p -Termen deuten, weil 1 ihre Lagerung den hierfür gültigen Quantenzahlen und Auswahlregeln von Sommerfeld und Landé folgt, weil sie 2. die Aufspaltungen der Landéschen Theorie haben und weil 3. die Differenzen bekannter p_i -Triplets bereits vorkommen.

Rydberg¹⁾ gibt im Ca und Sr je zwei Gruppen an, z. T. unvollständig. Seine Zahlen wurden aufs Vakuum reduziert und vervollständigt. Eine $3\frac{a}{2}$ -Gruppe im Ba ist von Popow²⁾ teilweise gefunden worden; diese konnte bis jetzt nicht vervollständigt werden.

Ca:

λ vak. Å.-E.	$10^3 \lambda^{-1}$	λ vak. Å.-E.	$10^3 \lambda^{-1}$
4284,34	23 340,82	4303,87	23 234,90
4290,69	23 306,27	4309,10	23 206,70
4300,33	23 254,03	4319,99	23 148,19

Ca:

λ vak. Å.-E.	$10^3 \lambda^{-1}$
2995,92	33 378,73
2998,27	33 352,57
3000,60	33 326,67
3001,82	33 313,13
3007,83	33 246,56
3010,16	33 220,83

Sr:

λ vak. Å.-E.	$10^3 \lambda^{-1}$	λ vak. Å.-E.	$10^3 \lambda^{-1}$
4723,73	21 169,71	3302,74	30 277,89
4743,37	21 082,06	3308,57	30 224,54
4785,78	20 895,23	3323,26	30 090,93
4813,34	20 775,60	3331,09	30 020,20
4833,54	20 688,77	3352,29	29 830,36
4877,82	20 500,97	3367,38	29 696,68

1) J. R. Rydberg, a. a. O. S. 122/23; Ergänzung mit Hilfe der Aufnahmen von Popow und H. Kayser, Handb. d. Spektrosk. Bd. V und VI.

2) S. Popow, a. a. O. S. 156.

Die eingeklammerten Zahlen im Rydbergschen Schema bedeuten wieder die relativen Intensitäten, welche nach den Aufnahmen von Popow geschätzt wurden:

Ca:						
		(15) 23 206,70 ¹⁾		—		p_3'
		47,33				
(15) 23 148,19	105,84	(15) 23 254,03	52,24	(15) 23 306,27		p_3'
86,71		86,79				
(20) 23 234,90	105,92	(15) 23 340,82				p_1'
		(3) 33 313,13		—		p_3'
		13,54				
(3) 33 220,83	105,84	(1) 33 326,67	52,06	(3) 33 378,73		p_3'
25,73		25,90				
(5) 33 246,56	106,01	(2) 33 352,57				p_1'
Sr:						
		(15) 20 688,77 ²⁾		—		p_3'
		206,46				
(15) 20 500,97	394,26	(15) 20 895,23	186,83	(15) 21 082,06		p_1'
274,63		274,48				
(20) 20 775,60	394,11	(15) 21 169,71				p_1'
		(8) 30 020,20		—		p_3'
		70,73				
(10) 29 696,68	394,25	(8) 30 090,93	186,96	(8) 30 277,89		p_3'
133,68		133,61				
(8) 29 830,36	394,18	(5) 30 224,54				p_1'
p_1		p_2		p_3		

Die horizontalen Differenzen sind die bekannten Grund- p -Differenzen³⁾, während die vertikalen Differenzen neu sind.

Da die p - und d -Terme bekannt sind, können die neuen p' - und d' -Terme berechnet werden. Diese zeigen, obgleich starke Linien vorliegen, die Eigentümlichkeit, kleine Werte und große Differenzen zu besitzen, was in Anbetracht der bekannten Terme von Spektralserien ungewohnt und neu ist.

Zusammenfassend können wir also sagen:

Die Deutung der schiefssymmetrischen Kombinationsgruppen als die Kombination $d_i d_j$ und der $3 \frac{a}{2}$ -Gruppen als die Kombination $p_i p_j$ stützt sich auf die drei folgenden Tatsachen:

1) Von Hrn. Prof. Paschen hinzugefügt.

2) Nach Aufnahmen von Popow ergänzt.

3) Vgl. B. Dunz, a. a. O.

1. Die Kombinationen unterwerfen sich den Bedingungen der inneren Quantenzahlen.

2. Die Zeemantypen sind die von der Landéschen Theorie geforderten.

3. Die horizontalen Differenzen im Rydbergschen Schema sind die bereits bekannten Grund- d - bzw. p -Differenzen.

Schließlich spricht der Verfasser Hrn. Prof. Paschen seinen ergebensten Dank für seine Anleitung in der Spektroskopie aus.

Tübingen, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 6. Oktober 1921.)

